

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée
à la FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Monsieur G VASSEUR

pour obtenir le grade
de Docteur ès Sciences

LA DYNAMIQUE DE L'ATMOSPHERE NEUTRE

ET IONISEE AU DESSUS DE 200 km

ETUDE PAR DIFFUSION INCOHERENTE

soutenue le 13 janvier 1971 devant la Commission d'examen

M.M. DELLOUE	Président
STOREY	Examineur
PETIT	Examineur
RISHBETH	Examineur

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à la FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Monsieur G. VASSEUR
pour obtenir le grade
de Docteur ès Sciences

LA DYNAMIQUE DE L'ATMOSPHERE NEUTRE
ET IONISEE AU-DESSUS DE 200 KM.
ETUDE PAR DIFFUSION INCOHERENTE

soutenue le 13 janvier 1971 devant la Commission d'examen

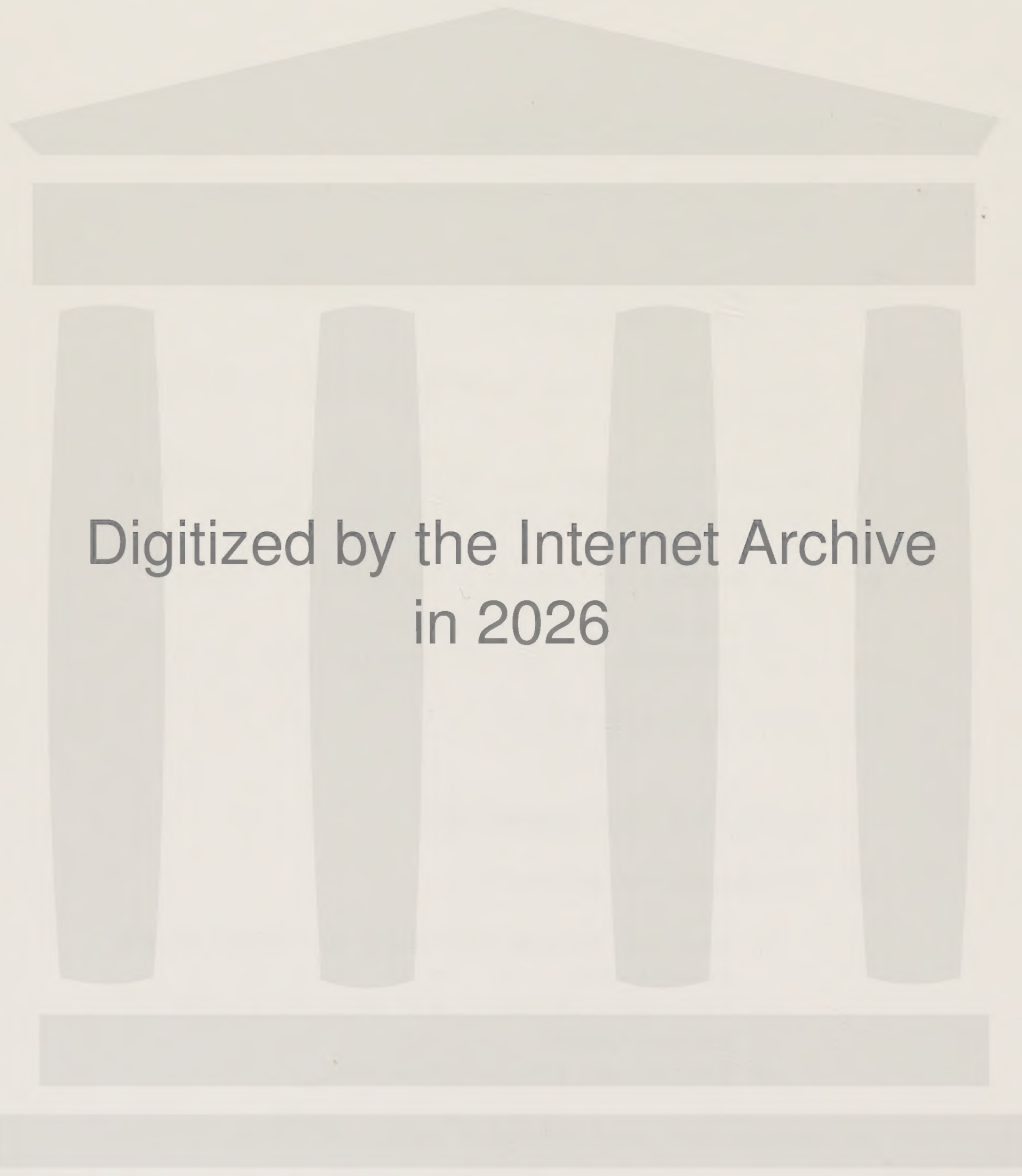
M.M. DELLOUE	Président
STOREY	Examineur
PETIT	Examineur
RISHBETH	Examineur



LA DYNAMIQUE DE L'ATMOSPHERE NEUTRE ET IONISEE AU-DESSUS
DE 200 KM . ETUDE PAR DIFFUSION INCOHERENTE

SOMMAIRE

CH. I	<u>INTRODUCTION ET RAPPELS</u>	p. 1
A)	Importance de la dynamique de la haute atmosphère	1
B)	Les méthodes de mesure des mouvements au-dessus de 180 km	3
C)	Brefs rappels sur le principe de la diffusion incohérente	4
D)	Mesure des vents par diffusion incohérente; application dans les diverses stations	6
E)	Les mesures obtenues à St-Santin - Nançay	7
	1) Géométrie de l'expérience	7
	2) Méthode de dépouillement; précision	8
F)	Plan de cette étude	10
CH. II	<u>RESULTATS MORPHOLOGIQUES</u>	12
A)	Présentation générale	12
	1) Données brutes obtenues au cours d'une expérience	12
	2) Vitesses lissées; variations diurne et saisonnière	13
	3) Variation avec l'altitude	14
B)	Etude des variations à court et ^à long termes	15
	1) Analyse harmonique; variation saisonnière	15
	2) Variations à court terme; influence de l'activité géomagnétique	16
C)	Phénomènes de courte période	17
D)	Variations moyennes	17



Digitized by the Internet Archive
in 2026

CH.III	<u>INTERPRETATION DES MESURES EN TERME DE VENT NEUTRE</u>	p. 19
A)	Les équations qui décrivent le mouvement de l'ionisation	19
	1) Rôles respectifs du champ magnétique et des collisions	19
	2) Equations du mouvement; mouvements parallèles et perpendiculaires au champ magnétique terrestre	21
	3) Considérations théoriques sur la valeur de V	24
B)	Première interprétation des résultats expérimentaux	26
	1) La variation diurne; effet jour-nuit	26
	2) Variation avec l'altitude	27
	3) Difficultés d'une interprétation quantitative	29
C)	Evaluation du vent neutre; comparaison à un modèle théorique	30
	1) Calcul du vent neutre à partir des données du sondeur	30
	2) Les équations du mouvement de l'atmosphère neutre	31
	3) Modèle théorique de la circulation atmosphérique	33
D)	Influence de l'activité géomagnétique	34
	1) Phénomènes périodiques	34
	2) Variation de la composante continue avec l'activité géomagnétique	35
E)	Résumé des résultats obtenus	35
CH.IV	<u>RELATIONS ENTRE LA CONCENTRATION ET LA VITESSE IONIQUES</u>	37
A)	Les processus chimiques et dynamiques dans la région F	38
	1) L'équation de continuité de l'ionisation	38
	2) Rôle du champ électrique	38
	3) Vérification de la théorie sur un exemple	39
B)	Deux exemples d'utilisation des mesures de V	40
	1) Calcul de q et β à 225 km	40
	2) Calcul de q à haute altitude	41

C) Variation diurne de q et β ; mise en évidence de champs électriques	p. 42
1) Comparaison des résultats de la matinée et de l'après-midi	42
2) Discussion sur le rôle du champ électrique	43
3) Calcul du champ électrique Est-Ouest	44
D) Importance relative du vent neutre et du champ électrique	45
1) Importance du vent neutre pour expliquer le comportement de l'ionosphère	45
2) Influence du champ électrique	46
3) Influence comparée des divers facteurs	47

CH. V

CONCLUSION

A) Résumé des résultats obtenus	50
B) Discussion sur les champs électriques	52
C) Perspectives	53

REMERCIEMENTS	54
---------------	----

BIBLIOGRAPHIE	55
---------------	----

ANNEXE 1 : Equations du mouvement de l'ionisation	62
---	----

ANNEXE 2 : Equation de continuité de l'ionisation	66
---	----

ANNEXE 3 : Résolution numérique de l'équation du mouvement de l'atmosphère neutre	71
---	----

LEGENDE DES FIGURES	74
---------------------	----

FIGURES

CHAPITRE I : INTRODUCTION ET RAPPELS

A) Importance de l'étude de la dynamique de la haute atmosphère

Depuis plusieurs décennies, la technique des sondeurs à réflexion à incidence verticale a permis de rassembler de nombreuses informations sur les couches ionisées de l'atmosphère. Ces renseignements ne concernaient que la concentration électronique au-dessous d'une certaine altitude (altitude du maximum de la région F2); ils ont néanmoins constitué une base importante pour les études théoriques sur le comportement de la haute atmosphère.

Plus récemment, avec le développement des satellites artificiels et des fusées embarquant des appareils de mesure, on a pu obtenir un grand nombre de résultats sur la composition et la température de l'ionosphère et de la thermosphère. Parallèlement une nouvelle technique de mesure de l'ionosphère à partir du sol a été mise au point; cette technique de sondage par diffusion incohérente donne une mesure de plusieurs paramètres tels que les concentrations et les températures des constituants de l'ionosphère. Ces résultats ont permis d'améliorer de façon spectaculaire la connaissance de la haute atmosphère (à la fois pour ses parties ionisée et neutre) et on dispose aujourd'hui d'une vue d'ensemble du milieu ainsi que d'une compréhension assez satisfaisante des phénomènes qui y prennent place. On a pu ainsi mettre au point des modèles, fondés sur des considérations théoriques, qui rendent compte des densités et des températures des divers constituants de l'ionosphère et de la thermosphère.

La thermosphère au-dessus de 120 km d'altitude est composée en majorité d'oxygène atomique et de constituants moléculaires (oxygène et azote moléculaires O_2 et N_2). Ces constituants sont en équilibre diffusif, c'est-à-dire que l'effet de la gravité est compensé par le gradient de la pression partielle de chacun de ces gaz.

Au fur et à mesure que l'on s'élève, la concentration relative d'oxygène atomique augmente et, au-dessus de 250 km, ce constituant devient majoritaire. A partir de ce niveau également, la température du gaz neutre devient pratiquement constante avec l'altitude (cette température a reçu le nom de température exosphérique). La température et la concentration totale de la thermosphère sont

soumises à des variations en fonction du temps local et de la latitude sous l'effet du chauffage solaire. Ces variations s'accompagneraient de mouvements de circulation générale à l'échelle du globe, semblables aux marées mises en évidence à plus basse altitude.

Les processus physiques qui décrivent le comportement de la partie ionisée de l'atmosphère sont aujourd'hui bien compris. L'ionisation est créée par la photoionisation des constituants neutres. Les particules ionisées ainsi engendrées possèdent une durée de vie limitée, du fait des collisions inélastiques avec les atomes et les molécules neutres et de la recombinaison dissociative. Au-dessous de 160 km environ, la durée de vie de la majorité des particules chargées est brève en raison de la forte concentration des constituants neutres et de l'importance de la recombinaison dissociative (quelques dizaines de secondes à quelques minutes). Au cours de leur durée de vie, les particules ne peuvent pas se déplacer de façon appréciable. Dans ces conditions, la concentration de chaque type/^{de} particule résulte d'un équilibre chimique entre les processus de production et de perte d'ionisation. Au-dessus de 200 km, la durée de vie devient importante et les phénomènes de transport peuvent alors créer une accumulation ou une diminution de matière ionisée. Ainsi le flux vertical d'ionisation permet d'expliquer à moyenne latitude la formation d'un maximum F2 de la concentration électronique. A basse latitude on doit faire appel aux flux horizontaux et verticaux pour interpréter la formation du synclinal intertropical d'ionisation dans la région F.

Ces considérations mettent en évidence l'intérêt des mesures des mouvements dans la haute atmosphère : la dynamique de l'atmosphère neutre est reliée à la circulation générale de la thermosphère tandis que la dynamique de la partie ionisée est indispensable pour expliquer le comportement de l'ionosphère. On doit d'ailleurs ajouter que les mouvements d'ensemble des atomes neutres et des particules ionisées sont fortement couplés par les collisions élastiques entre les divers types de particules. Ce couplage est anisotrope à cause de la présence du champ magnétique terrestre. Ainsi, entre 80 et 130 km d'altitude, la fréquence de collision élastique des ions avec les neutres est très supérieure à la gyrofréquence ionique et l'inverse intervient pour les électrons. Dans cette zone, le mouvement d'ensemble des ions est donc contrôlé par l'atmosphère neutre tandis que celui des électrons l'est par le champ magnétique terrestre. Par ailleurs les mouvements des électrons et des ions sont couplés par les forces électrodynamiques et cette région est alors le siège de phénomènes complexes comme par exemple la circulation des "courants dynamo". Au-dessus de 150 km d'altitude les fréquences de collision des deux types de particules chargées sont très inférieures aux gyrofréquences.

Le couplage entre les particules neutres et ionisées est alors très efficace dans la direction du champ magnétique terrestre mais presque nul dans les directions perpendiculaires. Dans ces conditions, une mesure de la vitesse des ions permet aisément de tirer des conclusions sur la vitesse des neutres (et inversement). C'est en particulier pour cette raison que cette étude a été limitée à la région F2 supérieure, c'est-à-dire au-dessus de 200 km.

Dans ce qui suit, on examine les diverses méthodes expérimentales qui permettent de mesurer le mouvement d'ensemble en s'intéressant plus particulièrement aux méthodes permettant des mesures dans la région F supérieure, c'est-à-dire au-dessus de 180 km.

B) Les méthodes de mesure de mouvements de l'atmosphère au-dessus de 180 km [♣]

Les premières expériences cherchant à mesurer les mouvements de la haute atmosphère ont fait appel à la même technique que celle du sondeur à impulsion à incidence verticale. Schématiquement, il s'agit d'illuminer l'ionosphère à partir du sol à l'aide d'un émetteur à impulsions utilisant une fréquence susceptible d'être réfléchiée par le milieu. Le choix de cette fréquence permet de fixer le niveau du phénomène étudié. A ce niveau de réflexion existent des irrégularités d'ionisation, donc de l'indice de réfraction, de telle façon que les ondes réfléchies au sol présentent une figure de diffraction. En analysant le signal reçu, en plusieurs points du sol, on mesure les variations dans l'espace et dans le temps de cette figure de diffraction. Moyennant certaines hypothèses, on peut calculer les mouvements de cette figure de diffraction que l'on attribue alors à des mouvements des irrégularités au niveau étudié.

Cette méthode, relativement peu coûteuse, a été très souvent utilisée depuis plus de 20 ans (MITRA, 1949). Cependant, l'interprétation des mesures en terme de mouvement d'irrégularités, puis de mouvement du milieu ionosphérique, est encore aujourd'hui l'objet de nombreuses controverses. En général, on trouve dans la région F des mouvements orientés Est-Ouest, ce qui semble lié au fait que les irrégularités responsables du phénomène élémentaire sont orientées Nord-Sud. Cette technique a reçu de nombreux perfectionnements dans le principe d'application (opération à partir d'un satellite émetteur, à plusieurs fréquences voisines) et dans l'interprétation des mesures; mais la physique des phénomènes invoqués est fort complexe.

♣ Un Symposium réunissant diverses équipes, qui étudient la dynamique de la haute atmosphère, s'est tenu à Saint-Gall en octobre 1967 dans le cadre de l'U.R.S.I. et on trouvera dans les minutes de ce congrès (J. Atmosph. Terr. Phys., 30, N°5) des articles de synthèse sur ce sujet.

Une autre méthode très employée à partir des années 1960 a consisté à lâcher dans la haute atmosphère des traînées de constituants tels que le baryum que l'on observe optiquement. Suivant que la matière libérée est neutre ou ionisée on peut alors suivre le mouvement de l'atmosphère neutre ou ionisée (HAERENDEL et col, 1967). Cette méthode a déjà donné de nombreux résultats mais n'est applicable que durant une faible partie de la journée. Une autre mesure, indirecte celle-ci, a consisté à observer le freinage des satellites artificiels. Il a été ainsi possible de déterminer quelques caractéristiques du mouvement zonal de l'atmosphère (KING HELE et SCOTT, 1966); on a ainsi mis en évidence que la haute atmosphère semble tourner plus rapidement que la Terre. Cet effet est bien sûr un effet intégré sur plusieurs orbites du satellite.

Une nouvelle méthode de mesure du mouvement de l'atmosphère neutre semble fort prometteuse : l'observation de la raie OI (6300 Å) normalement émise par le ciel nocturne. Le décalage de la fréquence centrale de cette raie est attribuée aux mouvements de l'atmosphère neutre. Cette méthode, dont le principe est semblable à la mesure par diffusion incohérente, a donné quelques résultats pour les mesures de nuit (ARMSTRONG, 1969).

Il apparaît donc que les mouvements de l'atmosphère sont expérimentalement assez mal connus et que les mesures sont très souvent imparfaites ou limitées à de faibles intervalles de temps. Ceci explique l'intérêt qu'a suscité le développement de la technique du sondage par diffusion, technique qui, nous allons le voir, permet une mesure absolue des mouvements de l'ionisation à toute heure de la journée.

C) Brefs rappels sur le principe de la diffusion incohérente

Dans ce paragraphe, on rappelle comment la théorie du spectre de diffusion incohérente permet, à partir de l'interprétation des spectres expérimentaux, une mesure de plusieurs paramètres du milieu ionosphérique et, en particulier, celle d'une composante du mouvement des ions.

L'expérience peut être décrite de la façon suivante : on émet une onde électromagnétique de fréquence élevée (935 MHz dans le cas de notre expérience) de vecteur d'onde $\underline{k}_1$ et on reçoit du milieu diffusant un signal dans la direction $\underline{k}_2$ qui fait avec $\underline{k}_1$, un angle θ . Le signal reçu est dû aux fluctuations de densité électronique qui possèdent un nombre d'onde $\underline{k} = \underline{k}_1 - \underline{k}_2$. L'amplitude spectrale $A(\omega - \omega_0)$ du signal reçu (ω_0 et ω sont respectivement les fréquences angulaires des ondes transmises et reçues) est donc proportionnelle à l'amplitude spectrale de la composante de Fourier

spatiale de vecteur caractéristique $\underline{k}$ des fluctuations de densité électronique $N_e(\underline{k}, \omega)$. Pour les longueurs d'onde utilisées, ces fluctuations de densité électronique sont les fluctuations thermiques existant naturellement dans le milieu; le phénomène de diffusion élémentaire est la diffusion d'une onde électromagnétique par l'électron libre. Le calcul du spectre a fait l'objet de nombreux travaux (FEJER 1960, DOUGHERTY et FARLEY 1960, SALPETER 1960). Dans le cas où la longueur d'onde correspondant à $\underline{k}$ est très supérieure à la longueur de Debye du plasma (c'est généralement le cas avec les équipements existants) l'essentiel de la puissance diffusée est concentrée dans un étroit spectre de largeur voisine de $2|\underline{k}|V_{Ti}$ (V_{Ti} est la vitesse thermique des ions). En l'absence de mouvement d'ensemble, ce spectre est centré sur la fréquence d'émission; son amplitude et sa forme dépendent de facteurs tels que la densité électronique et les températures électronique et ionique (fig. 1). Si, de plus, les ions sont animés d'un mouvement d'ensemble V_k dans la direction du vecteur $\underline{k}$, le spectre ne change pas de forme, mais devient décalé par rapport à la fréquence centrale d'une quantité Δf :

$$I, (1) \quad \Delta f = V_k \times \frac{k}{2\pi} \quad \text{avec, par définition :}$$

$$I, (2) \quad k = |\underline{k}| = |\underline{k}_1 - \underline{k}_2| = 2 |\underline{k}_1| \sin \theta/2$$

(Δf est positif si $\underline{V}_k$ est dirigé vers le récepteur)

La mesure du décalage en fréquence entre le signal émis et le signal diffusé permet donc de calculer d'après I,(1) la composante de la vitesse des ions dans la direction du vecteur $\underline{k}$. Il est utile de comparer la valeur de ce décalage Δf à la largeur naturelle du spectre diffusé, qui est déterminée par la vitesse thermique des ions. Dans la région F par exemple, la vitesse thermique des ions est de l'ordre de 10^3 ms^{-1} tandis que la vitesse d'ensemble ne doit pas excéder quelques dizaines de ms^{-1} . Il s'ensuit que le décalage Δf induit par la vitesse d'ensemble atteint quelques centièmes de la largeur naturelle du spectre. La mesure de la vitesse d'ensemble des ions avec une précision de quelques ms^{-1} passe donc par la recherche de la fréquence centrale du spectre diffusé, avec une précision de l'ordre du millième de la largeur totale du spectre. Ces quelques chiffres illustrent les difficultés techniques rencontrées pour la mesure des mouvements; on verra au paragraphe suivant comment ces difficultés sont surmontées. Sur la figure 1_a, on peut d'ores et déjà remarquer que les flancs du spectre sont suffisamment raides pour être très sensibles à ce décalage en fréquence.

Mentionnons brièvement ici le cas d'une dérive différentielle des électrons et des ions (il existe alors un courant). Dans cette hypothèse le spectre diffusé devient asymétrique (LAMB, 1962) (figure 1b). Cependant, cet effet ne se manifeste que dans le cas où la vitesse de dérive des électrons atteint une fraction importante de leur vitesse thermique V_{Te} (de l'ordre de 10^5 ms^{-1} dans la région F). Actuellement ce phénomène ne semble pas avoir été observé.

D) Mesure des vents par diffusion incohérente; application dans les diverses stations

Il existe actuellement dans le monde plusieurs stations de diffusion incohérente fonctionnant de façon régulière. Trois stations sont installées sur le continent américain : Jicamarca (Pérou), Arecibo (Porto-Rico) et Millstone Hill (Massachusetts, U.S.A.). Deux stations fonctionnent en Europe : Saint-Santin - Nançay (France) et Malvern (Grande-Bretagne).

La première installation qui a permis l'observation d'une composante du mouvement des ions est celle de Saint-Santin - Nançay qui fournit régulièrement de telles mesures depuis juin 1966 (CARRU et col. 1967). Cette réussite peut s'expliquer par la particularité de l'équipement par rapport aux autres d'opérer en onde entretenue. On a ainsi pu obtenir une mesure très précise du spectre qui, de plus, n'est pas entachée par l'élargissement en fréquence qu'aurait causé l'emploi d'un système en impulsion. Les autres stations citées utilisent en effet le principe du radar, émettant des impulsions dont la durée détermine la résolution en altitude (ainsi une impulsion de $100 \mu\text{s}$ par exemple correspond à l'analyse d'un volume de 15 km d'épaisseur).

Il s'ensuit un élargissement de la bande de fréquences émises et donc un élargissement du signal diffusé qui peut masquer les pentes relativement abruptes du spectre, parties fort utiles à la détermination du décalage en fréquence. En outre, on rencontre semble-t-il dans la méthode impulsionnelle des difficultés techniques importantes si l'on cherche à stabiliser la phase de l'onde émise dans les tubes émetteurs de forte puissance. Ces variations de phase non contrôlées entraînent au cours d'une impulsion un glissement inconnu de la fréquence émise qui peut perturber considérablement l'interprétation du spectre diffusé mesuré. Ainsi un changement de phase de 1° au cours d'une impulsion de $100 \mu\text{s}$ correspond à un glissement de fréquence de 30 Hz qui, pour une fréquence émise de 400 MHz, introduit une erreur sur le vent de 10 ms^{-1} .

Au cours des dernières années néanmoins, des mesures de vent ont été obtenues dans les trois stations de diffusion incohérente américaines. Ainsi les sondeurs de Millstone Hill et Arecibo, en utilisant des impulsions de longue durée, ont fourni des observations de vent (EVANS et col, 1970, CARLSON, communic. privée). Une autre méthode a été utilisée à Jicamarca; en dirigeant le faisceau perpendiculairement à la direction du champ magnétique, le spectre diffusé devient très étroit à cause des effets de gyrorésonance des ions. La détermination du décalage par rapport à la fréquence centrale est alors plus aisée (WOODMAN et HAGFORS, 1969).

Dans le cas d'un système radar monostatique, la composante du mouvement de l'ionisation mesurée est parallèle à la direction de tir. Ainsi la possibilité de modifier la position de la source primaire à Arecibo permet d'orienter successivement le faisceau émis dans plusieurs directions donnant chaque fois une composante du mouvement. Cependant ces mesures ne sont pas simultanées et ne concernent pas la même région de l'ionosphère.

Dans le système bistatique, la composante mesurée est parallèle au vecteur $\underline{k}$, donc déterminée par la géométrie de l'équipement. En utilisant un système quadristatique (une station d'émission, trois stations de réception) on peut mesurer trois composantes, dans trois directions indépendantes et en déduire le vecteur vitesse. Un tel système est en cours de réalisation en France à partir du système actuel, ainsi qu'en Grande Bretagne. Les prochaines années verront sans doute la réalisation de systèmes analogues dans d'autres pays.

E) Les mesures obtenues à Saint-Santin - Nançay

L'expérience du sondeur de Saint-Santin - Nançay a été décrite dans plusieurs publications (CARRU, DU CASTEL, PETIT et WALDTEUFEL, 1966; PETIT, 1968). On se contentera ici de rappeler certaines caractéristiques concernant plus particulièrement la mesure de la vitesse des ions, telles que la direction de la composante mesurée et la méthode de dépouillement des données.

1) Géométrie de l'expérience

L'émetteur situé à Saint-Santin (Cantal) émet verticalement une onde suivant un mince pinceau. Pour la réception on utilise l'antenne orientable du radiotélescope de Nançay qui se trouve à 302 km au Nord dans le même plan méridien géographique que celui de Saint-Santin (figure 2a). L'altitude z où s'effectue la mesure est déterminée par l'intersection des lobes principaux des

deux antennes et correspond à un volume diffusant de dimension verticale Δz . Le vecteur $\underline{k}$, et donc la direction de la composante du mouvement des ions mesurée, sont orientés suivant la bissectrice extérieure des deux directions $\underline{k}_1$ et $\underline{k}_2$ d'émission et de réception. On appelle J l'angle que fait le vecteur $\underline{k}$ avec le plan horizontal. Il est utile de comparer cette direction avec celle du champ magnétique terrestre. Pour cela on utilise le repère défini par la figure 2b

L'axe Oz est vertical; Ox et Oy sont des axes horizontaux dans la direction de l'Ouest et du Sud géographique. Dans ce repère, la direction du champ magnétique est déterminée par les angles d'inclinaison I (positive) et de déclinaison δ (positive vers l'Ouest).

Le tableau I donne, pour diverses altitudes z , les valeurs de Δz , J, I et δ .

Table 1

z_{km}	Δz_{km}	J°	I°	δ° (ouest)
100	3.5	54.8	61.1	5.5
150	6	58.7	61.0	5.6
200	8	62.2	60.9	5.7
250	10	65.2	60.9	5.8
300	13	67.3	60.9	5.9
400	21	70.7	60.8	6.0
500	32	75.0	60.7	6.2

On voit d'après ce tableau que les angles I et J sont voisins tandis que la déclinaison δ a une faible valeur. Il s'ensuit que la direction du vecteur $\underline{k}$ et de la composante du mouvement mesurée est proche de la direction du champ magnétique terrestre; l'angle entre ces deux directions est minimum vers 170 km et vaut 6° ; il atteint 12° à 400 km. Cette particularité a permis, en dépit de la mesure d'une seule composante, une interprétation relativement aisée des résultats.

2) Méthode de dépouillement; précision

Le principe de la méthode de dépouillement des spectres expérimentaux a été expliqué par PETIT (1968) et le traitement des données est décrit en détail par WALDTEUFEL (1970). Une méthode d'ajustement non linéaire permet de calculer simultanément la valeur la plus probable des divers paramètres que l'on

peut déduire du spectre (généralement la densité électronique, les températures électronique et ionique et la vitesse) et les erreurs quadratiques moyennes correspondantes.

La précision sur les mesures de vitesse (et des autres paramètres) dépend en premier lieu du rapport signal/bruit et du temps d'intégration. Depuis les premières expériences, des améliorations successives ont permis d'accroître considérablement ce rapport (refroidissement du récepteur, doublement de la puissance émise). Ces améliorations ont permis d'augmenter la précision ou corrélativement de diminuer le temps d'intégration nécessaire pour aboutir à une précision donnée.

D'autre part, la puissance reçue étant proportionnelle à la densité électronique, on comprend intuitivement que, toutes choses étant égales par ailleurs, l'erreur sur la mesure de vitesse est inversement proportionnelle à la densité mesurée. De plus, on a vu au paragraphe C que la détermination du décalage en fréquence causé par les vents ioniques s'effectue surtout sur les flancs du spectre. On conçoit donc que la précision devient d'autant meilleure que le spectre devient plus étroit et à flancs plus raides pour une puissance totale identique; c'est justement le cas lorsque la température ionique diminue (à N et T_e/T_i constants).

On a constaté que l'erreur varie approximativement comme $(N)^{-1} \times T_i^n$ avec n légèrement supérieur à 1.

L'application du programme d'ajustement non linéaire permet une évaluation de l'erreur absolue sur la mesure des vents et le tableau II donne quelques résultats valables en région F pour une température ionique voisine de 1000°K , à diverses époques correspondant à plusieurs stades de perfectionnement technique de l'appareil :

Table II

année :	Sept. 1967	Sept. 1968	Sept. 1969
N_e (m^{-3})	δV (ms^{-1})	δV (ms^{-1})	δV (ms^{-1})
10^{11}	60	30	15
5×10^{11}	12	7	3
10^{12}	6	3	1.5

Ces nombres montrent que dans certains cas l'erreur devient importante par rapport à la valeur mesurée (quelques dizaines de ms^{-1}). Seule l'estimation de moyennes permet alors d'obtenir des valeurs significatives.

F) Plan de cette étude

Des mesures expérimentales d'une composante de vitesse des ions ainsi que des autres paramètres obtenus simultanément ont été présentées et utilisées à plusieurs reprises. Les travaux déjà publiés à partir de ces données peuvent se classer de la manière suivante :

i) présentation des résultats expérimentaux sous forme de variations des valeurs mesurées en fonction du temps et de l'altitude. Les premières mesures sous forme de variation diurne, obtenues à partir de juin 1966, ont été publiées par CARRU, PETIT et WALDTEUFEL (1967) puis par CARRU, PETIT, VASSEUR et WALDTEUFEL (1968). A partir de 1968, on a obtenu des données en nombre suffisant pour mettre en évidence des effets systématiques tels par exemple la variation saisonnière (VASSEUR, 1969a).

ii) interprétation des résultats en termes de vent neutre. En même temps que les premières mesures étaient obtenues à Nançay, de nombreux modèles théoriques calculant la circulation de l'atmosphère neutre sous l'effet du chauffage solaire se développaient. En se servant de ces modèles, on a montré une excellente cohérence entre les résultats théoriques et les valeurs expérimentales. On a pu évaluer, à partir des résultats du sondeur à diffusion, la valeur de la composante méridienne de la vitesse de l'atmosphère neutre et la comparer aux résultats théoriques (VASSEUR 1969a, VASSEUR 1969b).

iii) relation entre les vents ioniques et la concentration ionique. Dans deux publications (VASSEUR et WALDTEUFEL, 1968; BOUSQUET et VASSEUR, 1969) on a montré qu'il était possible de relier, à l'aide de l'équation de continuité de l'ionisation, la variation en altitude et en temps de la densité et de la vitesse observées pendant la journée ou pendant la nuit. Cela a d'ailleurs permis d'évaluer, à l'aide d'hypothèses couramment admises pour les processus physiques qui interviennent dans le milieu, la valeur d'un certain nombre de paramètres ionosphériques. On a également mis en évidence la présence de champs électriques pendant la journée. Par ailleurs, en résolvant numériquement l'équation de continuité de l'ionisation, on a montré que les vents neutres évalués d'après nos mesures pouvaient rendre compte d'un certain nombre de phénomènes ionosphériques observés (VASSEUR, 1970).

iv) phénomènes de courte période (quelques heures); ondes de gravité. A partir de 1967 certaines campagnes d'observations ont été effectuées au cours d'orages magnétiques. On a alors montré un comportement très particulier des valeurs mesurées, comportement que l'on a interprété en faisant intervenir la présence d'ondes de gravité (VASSEUR et WALDTEUFEL, 1969; TESTUD et VASSEUR, 1969).

Dans ce qui suit, on se propose d'effectuer une synthèse des résultats obtenus. Le travail exposé ici regroupe donc la plupart des sujets (publiés) qui viennent d'être discutés. Cependant un certain nombre de points ne seront pas repris en détail, leur exposé n'étant pas absolument nécessaire à la compréhension des autres phénomènes : ainsi l'interprétation des phénomènes de courte période est quelque peu négligée (on s'intéresse surtout à l'oscillation diurne) et la relation existant entre l'ionisation et la vitesse ionique pendant la nuit est ignorée. Par contre des points nouveaux (non publiés) sont développés : de nouveaux phénomènes expérimentaux sont présentés; de plus on propose dans le chapitre III un nouveau modèle théorique permettant le calcul de la vitesse du vent neutre afin de la comparer à nos résultats. Exceptés ces sujets nouveaux, les résultats exposés ici ont fait l'objet des publications suivantes :

VASSEUR et WALDTEUFEL (1968) que l'on appellera GVPW1;

VASSEUR (1969a) que l'on appellera GV2;

VASSEUR (1970) que l'on appellera GV3;

TESTUD et VASSEUR (1969) que l'on appellera JTGV4;

VASSEUR (1969b) que l'on appellera GV5.

Le plan suivi reprend la classification proposée au début de ce paragraphe. Dans le second chapitre on expose les résultats expérimentaux et l'on met en évidence les diverses variations des vitesses ioniques observées. Dans le troisième chapitre on s'efforce d'interpréter ces variations; on montre en particulier qu'il est possible, à partir des résultats du sondeur, d'évaluer une composante de la vitesse horizontale de l'atmosphère neutre. Cette composante est ensuite confrontée aux résultats d'un modèle théorique du vent neutre. Le quatrième chapitre est consacré à la relation entre les vents ioniques et la densité électronique; on met en évidence à cette occasion l'existence et l'importance des champs électriques dont l'effet est comparé à celui du vent neutre. Le résumé des résultats obtenus et les problèmes qu'ils soulèvent font l'objet du dernier chapitre de conclusion.

CHAPITRE II : RESULTATS MORPHOLOGIQUES

Dans plusieurs publications (CARRU et col. 1967, GV2, JT GV4, GV5) on a présenté des résultats concernant le comportement des vents ioniques observés à l'aide du dispositif de Saint-Santin - Nançay. La plupart des traits caractéristiques y sont décrits et discutés et on se contentera ici de les résumer. Cependant on insistera plus particulièrement sur les résultats obtenus en 1969 après que la précision sur les mesures ait été nettement améliorée. En effet des résultats récents ont permis de compléter la description morphologique des vents, en particulier pour les variations à court et ^à long termes et de mettre en évidence de nouveaux phénomènes discutés ici.

A) Présentation générale.

Depuis la fin de l'année 1967, le sondeur à diffusion a fonctionné pendant des périodes de 36 heures environ tous les quinze jours. Le programme expérimental, qui varie d'une campagne à l'autre, comporte un certain nombre de types d'observations, caractérisés par la gamme d'altitude observée. On s'intéressera ici aux observations relatives aux altitudes supérieures à 200 km. Au cours de chaque campagne, on obtient une série de spectres correspondant à diverses altitudes dans l'ionosphère et à des heures différentes puisqu'on ne peut observer qu'une seule altitude à la fois. On se propose dans ce paragraphe de présenter les données sous diverses formes qui permettent de tirer des caractéristiques générales à partir des observations de vent.

1) Données brutes obtenues au cours d'une expérience.

La méthode de dépouillement décrite précédemment permet à partir de chaque spectre observé de déduire la valeur de la composante parallèle à k du mouvement des ions.

Cependant, dans la plupart des articles publiés, nous avons considéré la projection sur la verticale de la vitesse observée. Cette vitesse, notée V, est comptée positivement suivant l'axe Oz, dirigé vers le haut.

Une façon commode de présenter globalement les données d'une campagne d'observation est de tracer, dans un diagramme altitude-temps, les courbes isovitesses obtenues par interpolation des points expérimentaux (figure 3). Il

Il paraît tout d'abord que les points expérimentaux présentent une certaine continuité dans l'espace et le temps compte tenu de la résolution spatiale (25-50 km environ) et temporelle (1 heure environ) de l'appareil. Les caractéristiques principales qu'on peut tirer de ce type de graphique peuvent être résumées de la façon suivante :

- pendant la journée, V est négatif avec une valeur de -10 à -30 ms^{-1}
- pendant la nuit les valeurs de V oscillent autour de 0 ms^{-1}
- sauf dans certains cas sur lesquels nous reviendrons (phénomène du lever vers 05.00 TU) la variation en altitude semble peu importante entre 250 et 400 km. Le temps universel est confondu avec l'heure solaire locale.

Malheureusement, ce type de graphique ne peut pas être tracé pour chacune des campagnes d'expérience et ceci pour deux raisons :

- les barres d'erreur sont parfois trop importantes pour permettre une interpolation significative (en particulier pour les expériences de 1967-68 où le rapport signal/bruit était plus faible),
- la définition en altitude-temps est souvent plus mauvaise que celle illustrée par la figure 3.

Néanmoins on peut, à partir de la plupart des résultats expérimentaux, discuter la variation diurne de V en effectuant une moyenne sur l'altitude.

2) Vitesse lissées; variations diurne et saisonnière.

La méthode adoptée consiste à calculer une moyenne glissante des valeurs de V observées dans une gamme d'altitudes et sur un intervalle de temps donnés. D'après les remarques précédentes sur la variation de V avec l'altitude, on obtient alors pour chaque campagne une variation temporelle de V dans la région F. Plus de 60 variations diurnes ont été obtenues au cours des années 1967-68-69, permettant de mettre en évidence, outre la variation diurne, une variation saisonnière et des phénomènes particuliers lors des orages magnétiques. Ces variations ont été discutées en détail dans GV2, JT GV4, GV5. La figure 4 montre quelques variations diurnes, typiques des observations :

- pendant l'hiver, V reste négatif pendant toute la journée avec un maximum secondaire vers 14.00 TU tandis que, l'été, un minimum apparaît avant 12.00 TU suivi par une nette remontée en début d'après-midi. Ces caractéristiques peuvent se déduire de la comparaison des deux premières variations diurnes de la figure 4.

- en cas de forte activité magnétique, des oscillations de V de forte amplitude et de période voisine de 2 heures apparaissent, comme on peut également le voir sur la figure 4 (cas du 11 juin 1968); une bonne corrélation entre l'existence de ces perturbations et l'activité magnétique caractérisée par la valeur de Kp a été mise en évidence (JT GV4).

On reviendra plus en détail sur la variation saisonnière et sur la variation avec l'activité géomagnétique dans les paragraphes IIB et IIC.

3) Variation avec l'altitude.

Dans la plupart des articles publiés, la variation de V avec l'altitude a été négligée. Ceci est dû au fait que les erreurs sur les premières mesures de V masquaient généralement ce phénomène. On se propose ici de mettre en évidence l'existence de 2 types de gradients verticaux de V : d'une part ceux qui sont liés au lever et au coucher du soleil, d'autre part ceux qui existent régulièrement dans la journée.

Les mesures du sondeur à diffusion de Millstone Hill ont mis en évidence à très haute altitude l'existence de flux verticaux importants d'ionisation au moment du lever du soleil (EVANS et col., 1970). Sur la figure 3 cet effet semble visible vers 05.00 TU. Ce phénomène a pu être observé en détail dans les rares occasions où l'on a pu effectuer à ce moment des observations à haute altitude. La figure 5a montre un tel exemple sous forme de variation temporelle de V à diverses altitudes. On constate un important pic de V au moment du lever du soleil au sol (χ , angle zénithal solaire, voisin de 90°); ce pic est d'autant plus important que l'altitude est plus élevée. Le même type de phénomène se produit peu après le coucher du soleil; la figure 5b en donne un exemple. Le pic est cette fois vers le bas, avec la même amplification en fonction de l'altitude, et intervient pour une valeur de χ voisine de 105° . Ce phénomène de coucher a été observé sur une dizaine de cas et semble être plus accentué en hiver qu'en été.

En dehors de ces périodes de la journée on a cherché, sur une base statistique, à mettre en évidence d'éventuels gradients verticaux de V.

Pendant la nuit aucune conclusion n'a pu être tirée à cause semble-t-il du fait que les erreurs sur V sont alors importantes.

Pendant le jour, on a considéré pour chaque altitude la valeur moyenne de V entre 09.00 TU et 15.00 TU. Entre 200 et 400 km ces valeurs permettent de calculer une pente qui représente une valeur moyenne de $\partial V / \partial z$. Ce calcul a été effectué sur près de 40 cas et on a trouvé les valeurs suivantes :

Epoque de l'année	$\frac{\partial V}{\partial z}$ (ms ⁻¹ / km)
Avril-Sept.	+ 0,028 $\pm$ 0,008
Oct.-Mars	+ 0,052 $\pm$ 0,005
Toutes saisons	+ 0,043 $\pm$ 0,004

Il semble donc que, pour la valeur de V aux environs de 12.00 TL, un gradient vertical significatif peut être mis en évidence. De plus, en utilisant la même méthode, on peut extrapoler linéairement la valeur de V vers les hautes altitudes et chercher au-dessus de quel niveau les vents deviennent dirigés vers le haut. On trouve alors que ce niveau doit se situer vers 650 km d'altitude. Ce résultat est à rapprocher des mesures de Millstone Hill où l'on observe un renversement identique du sens du vent vertical mais situé à plus basse altitude (vers 450 km).

B) Etude des variations à court et/long termes.

On a remarqué sur la figure 4 l'existence d'une variation saisonnière de V et d'un comportement particulier lors des périodes magnétiquement agitées. On se propose ici de caractériser chacune des variations temporelles obtenues au cours d'une campagne d'observation par un certain nombre de paramètres; on cherchera alors les variations de ces paramètres en fonction des divers facteurs géophysiques.

1) Analyse harmonique; variation saisonnière.

Une analyse harmonique des valeurs de V en fonction du temps a été effectuée. On trouvera dans GV2 des détails sur la méthode de calcul et sur les erreurs introduites.

La figure 6 illustre les résultats obtenus sur près de 50 campagnes de mesures de 1967 à 1969 sous forme de variation de l'amplitude A et de la phase ϕ des composantes continues, de période 24 et 12 heures.

Une variation saisonnière de A^∞ (amplitude de la composante continue) et de A_{24} est nettement visible et ces variations sont de sens opposé. La phase de la composante 24 heures, caractérisée par l'instant du maximum de vent vers le haut, est centrée sur 00.00 TU mais semble plus tardive en hiver qu'en été. Enfin la composante 12 heures a une amplitude assez constante mais la phase montre une forte variation saisonnière. Cette composante est liée à la présence du maximum secondaire de V arrivant vers 12.00 l'hiver et à la remontée de V pendant l'été en début de soirée.

Ces résultats diffèrent peu des résultats partiels publiés dans SVI. Il est intéressant de noter ici que les variations de A^∞ et A_{24} sont inverses, ce qui est lié à la valeur des vents pendant la nuit : en effet, à l'heure correspondant au maximum de la marée diurne la somme de ces deux composantes donne un résultat proche de 0. On a essayé par ailleurs de calculer la valeur de ces vents pendant la période de 22.00 à 02.00 TU. Cette valeur fluctue d'environ $\pm 10 \text{ ms}^{-1}$ autour de sa valeur moyenne de $-2_{-1}^{+1} \text{ ms}^{-1}$.

La figure 6 qui permet de voir une nette variation saisonnière, en particulier sur la composante continue, montre néanmoins une forte dispersion que l'on peut alors essayer de corrélérer à d'autres paramètres géophysiques tels que par exemple l'activité géomagnétique.

2) Variations à court terme; influence de l'activité géomagnétique.

Pour effectuer cette étude, on a utilisé une méthode voisine de celle qui a été proposée par CARRU et WALDTEUFEL (1969) pour l'étude des variations à court terme de la température ionique; il s'agit en effet de comparer des jours voisins pour lesquels la variation saisonnière intervient peu. On a donc utilisé la campagne d'expérience de février 1969 qui comporte 7 jours successifs d'observation.

On a déterminé la "composante continue" (ou lentement variable) de V sur une période de 24 heures et comparé les variations de cette "composante continue" aux variations de l'activité géomagnétique caractérisée par l'indice K planétaire. La figure 7 montre ces deux variations et une corrélation apparaît nettement, en particulier vers le 11 février 1969 où l'activité géomagnétique augmente notablement. Quand l'activité magnétique augmente, la composante continue, négative, augmente également. Cette relation a été vérifiée sur un petit nombre de cas qui permettait une comparaison entre jours voisins; il n'a pas été possible de mettre en évidence un effet analogue pour le rayonnement solaire caractérisé par le flux sur 10.7 cm de longueur d'onde. Comme on l'a vu précé-

ment (IIA), la présence d'une activité magnétique importante est également liée à l'apparition de phénomènes oscillatoires de courte période. Cet effet fait l'objet du paragraphe suivant.

C) Phénomènes de courte période.

Sur la plupart des observations, on peut mettre en évidence des phénomènes pseudo-périodiques avec une période de quelques heures. Quand l'activité magnétique est faible, ces oscillations sortent à peine du "bruit", c'est-à-dire qu'elles ont des amplitudes voisines des barres d'erreurs sur V . Cependant quand l'agitation magnétique est intense (cas du 11 juin 1968 sur la figure 4), ces oscillations deviennent particulièrement intenses au point de masquer la variation diurne normale. Ces oscillations ont été mises en évidence au cours d'une vingtaine de périodes d'observations correspondant à des orages magnétiques de moyenne importance.

Dans certains cas, on a pu obtenir une description très complète du phénomène simultanément sur plusieurs paramètres de l'ionosphère (VASSEUR et WALDTEUFEL, 1969, JT GV4). Ainsi on a montré que les oscillations de V sont accompagnées d'oscillations de la température ionique T_i , de la température électronique T_e et de la densité électronique N_e . Le cas de l'orage magnétique du 13 septembre 1967 a été décrit en détail dans JT GV4. On voit apparaître une oscillation de V de période voisine de 2 heures qui se propage verticalement vers le bas avec une vitesse de phase d'environ 80 ms^{-1} . De plus, à l'aide d'un réseau d'ionosondes, on a pu mettre en évidence que le phénomène possède une large extension en latitude et semble se propager horizontalement vers l'équateur avec une vitesse voisine de 560 ms^{-1} (JT GV4).

D'autres exemples de phénomènes oscillatoires de courte période ont été étudiés. Ces phénomènes apparaissent souvent beaucoup plus complexes, en particulier lorsque leur amplitude est plus grande. Cependant, sur de nombreux points, ils montrent des caractéristiques identiques.

D) Variations moyennes.

Avec l'acquisition de données de plus en plus nombreuses (environ 20 000 points depuis 1967) il devient possible de calculer des valeurs moyennes des vents en fonction du temps et de l'altitude.

Les variations ainsi obtenues peuvent être considérées comme typiques des phénomènes observés et résument les diverses variations discutées dans les paragraphes précédents.

Pour calculer ces moyennes, on a découpé dans l'espace altitude-temps des domaines de durée 1 heure et de hauteur 50 à 100 km. Pour chacune des 4 saisons on a pu faire la moyenne des valeurs de V observées dans chaque domaine. La figure 8 montre les résultats sous forme de variations diurnes à diverses altitudes.

Les phénomènes du lever et du coucher du soleil à haute altitude apparaissent très nettement. On peut également remarquer que, dans la journée, la valeur absolue de V est plus faible à haute altitude qu'à basse altitude, ce qui avait été mis en évidence de façon statistique. De plus, cette figure résume la plupart des phénomènes déjà décrits au point de vue de la variation diurne et saisonnière.

CHAPITRE III : INTERPRETATION DES MESURES EN TERMES DE VENT NEUTRE

Au chapitre précédent on a mis en évidence un certain nombre de phénomènes caractéristiques de la vitesse ionique observée à l'aide du sondeur à diffusion. Il s'agit maintenant de donner une interprétation à ces divers phénomènes. Des éléments de cette étude ont déjà été publiés (GV2, JT GV4, GV5) et plusieurs auteurs ont pu comparer nos données expérimentales à leurs résultats théoriques. On se propose dans ce chapitre de donner une vue synthétique des problèmes rencontrés et des résultats obtenus.

Tout d'abord, il est nécessaire d'étudier, à partir des équations du mouvement, les diverses forces qui agissent sur le plasma ionosphérique; c'est l'objet du paragraphe A. Dans le paragraphe B, on montre qu'il est possible, à partir des conclusions théoriques précédentes, d'expliquer les traits généraux des vitesses observées et en particulier la variation diurne. Il apparaît alors que la vitesse ionique observée dépend dans une large mesure de la circulation générale de l'atmosphère neutre, phénomène sur lequel on ne possède que très peu de données expérimentales. Dans le paragraphe C on montre comment les données du sondeur à diffusion permettent l'évaluation d'une composante de la vitesse de l'atmosphère neutre, évaluation qui est alors comparée à un modèle théorique de la circulation neutre. Dans le paragraphe D on donne quelques considérations théoriques relatives aux phénomènes observés lors des orages magnétiques. Enfin le paragraphe E est consacré à une synthèse des résultats obtenus.

A) Les équations qui décrivent le mouvement de l'ionisation.

1) Rôles respectifs du champ magnétique terrestre et des collisions.

Dans la région F de l'ionosphère, entre 200 et 500 km d'altitude, le taux d'ionisation varie entre 10^{-4} et 10^{-2} ; on doit donc s'attendre à un fort couplage entre les mouvements de l'ionisation et ceux de l'atmosphère neutre, couplage qui s'effectue par l'intermédiaire des collisions élastiques entre les

divers types de particules. Cependant, les vitesses de l'ionisation et de l'atmosphère neutre sont en général différentes à cause des forces électrodynamiques; en particulier la présence du champ magnétique terrestre impose aux particules chargées certains types de mouvements. On peut comparer les influences respectives sur l'ionisation de l'atmosphère neutre et du champ magnétique par l'intermédiaire de deux grandeurs caractéristiques : la gyrofréquence et la fréquence de transfert de quantité de mouvement des particules chargées.

Les gyrofréquences angulaires ω_e et ω_i des électrons et des ions sont données par :

$$\text{III, (1)} \quad \begin{pmatrix} \omega_e \\ \omega_i \end{pmatrix} = \frac{qB}{m_{e,i}}$$

où : q est la valeur absolue de la charge de l'électron,

B est l'induction du champ magnétique terrestre ($B = | \underline{B} |$)

m_e (m_i) la masse de l'électron (de l'ion).

Dans la région F, le champ magnétique varie peu avec l'altitude entre 200 et 500 km; des valeurs de ω_e et ω_i au-dessus de Saint-Santin sont données dans le tableau I.

Les fréquences de collision ν_{en} et ν_{in} des électrons et des ions avec les particules neutres sont proportionnelles à la concentration de l'atmosphère neutre. Ces grandeurs décroissent donc rapidement avec l'altitude. Le tableau I donne quelques valeurs typiques correspondant à une activité solaire moyenne.

Table I

Alt.	200 km	300 km	400 km
ω_e (rad. s ⁻¹)	7,1 10 ⁶	6,8 10 ⁶	6,4 10 ⁶
ω_i (rad. s ⁻¹)	240.	230.	215.
ν_{en} (s ⁻¹)	110.	13. à 8.	2,5 à 1,0
ν_{in} (s ⁻¹)	4,9	,76 à ,48	,11 à ,05

Sur ce tableau, on peut constater que dans la région qui nous intéresse ici on a toujours :

$$III, (2) \begin{cases} \omega_e \gg v_{en} \\ \omega_i \gg v_{in} \end{cases}$$

On doit dès lors s'attendre à un fort contrôle des mouvements des particules ionisées par le champ magnétique terrestre. On n'a pas tenu compte ici des collisions électron-ion. Comme on le verra dans la suite, on admet généralement que, dans la région F, les vitesses des électrons et des ions sont très voisines et le transfert de moment par ce type de collisions devient alors négligeable.

2) Equations du mouvement; mouvements parallèles et perpendiculaires au champ magnétique terrestre.

L'étude du mouvement des particules chargées dans la région F de l'ionosphère a fait l'objet de nombreuses publications (voir par ex. RISHBETH et GARRIOTT, 1969). Leur description mathématique fait généralement intervenir les équations macroscopiques de transport de quantité de mouvement relatives à un mélange de gaz. Le repère choisi est celui de la figure 2b; on écrit pour chaque espèce de particule une équation de la forme :

$$III, (3) \quad N_r m_r \frac{d\mathbf{V}_r}{dt} = - 2N_r m_r \underline{\Omega} \times \mathbf{V}_r + N_r m_r \underline{A}_r - \nabla p_r + \underline{C}_r$$

où :

$\underline{\Omega}$ est la vitesse angulaire de la rotation terrestre (Force de Coriolis)

$\mathbf{V}_r$ est la vitesse moyenne des particules de type r

N_r est la concentration des particules de type r

m_r est la masse des particules de type r

p_r est la pression partielle des particules de type r

$\underline{A}_r$ est la force extérieure par unité de masse qui s'exerce sur les particules de type r (forces électrodynamiques et gravité)

$\underline{C}_r$ désigne un terme de friction par collision élastique entre la particule de type r et les autres types de particules.

On peut rendre compte de ce terme de friction en écrivant pour les particules ionisées :

$$III, (4) \quad \underline{C}_r = \sum_s N_r m_r v_{rs} \left[\mathbf{V}_s - \mathbf{V}_r \right]$$

v_{rs} est un coefficient qui représente le taux de transfert de quantité de mouvement au cours des collisions entre la particule de type r et les particules de type s. Ce coefficient a les dimensions d'une fréquence et on l'appelle généralement "fréquence de transfert de quantité de mouvement" car elle diffère peu de la fréquence de collision (certains auteurs ont employé une autre définition de ce paramètre en utilisant dans III,(4) la masse réduite; on trouvera dans STUBBE (1968) une discussion détaillée sur ce sujet).

Dans l'ionosphère, on peut faire les hypothèses supplémentaires suivantes :

- seuls les mouvements lentement variables (comparés aux fréquences de collision et aux gyrofréquences) sont pris en compte. Le terme inertiel peut alors être négligé,

- le terme de force de Coriolis est négligeable comparé au terme de friction,

- le gaz comprend une seule espèce d'ions et de particules neutres. Ceci est justifié dans la région F entre 250 et 500 km d'altitude où l'oxygène atomique domine pour les neutres et pour les ions.

Dans ces conditions, on a à résoudre deux équations de type III,(3), l'une pour les électrons et l'autre pour les ions. Les calculs sont explicités dans l'Annexe I; ils font apparaître que les électrons et les ions ont des vitesses $\underline{V}_e$ et $\underline{V}_i$ très voisines.

La composante du mouvement perpendiculaire à $\underline{B}, \underline{V}_\perp$, est engendrée par le champ électrique E :

$$\text{III, (5)} \quad \underline{V}_{e\perp} \approx \underline{V}_{i\perp} \approx \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{B^2}$$

La composante du mouvement parallèle à $\underline{B}, \underline{V}_{//}$, est la somme de l'effet du vent neutre $\underline{V}_n$ et de la diffusion ambipolaire de l'ionisation :

$$\text{III, (6)} \quad \underline{V}_{e//} \approx \underline{V}_{i//} \approx \underline{V}_{n//} - \frac{2KT_i}{m_i v_{in}} \left[\frac{m_j g \sin I}{2KT_i} + \frac{\underline{V}_{//} (P_e + P_i)}{2KT_i N} \right]$$

Si l'on tient compte du fait que les mouvements de l'atmosphère neutre sont horizontaux (III § C) et si l'on suppose de plus que les gradients de p_e et

et p_i sont verticaux on obtient alors :

$$\text{III, (7)} \quad V_{e//} \approx V_{i//} \approx V_n \cos I - D_a \sin I \left[\frac{m_i g}{2KT_i} + \frac{\partial [N(T_e + T_i)]}{2NT_i \partial z} \right]$$

où D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire donné par

$$\text{III, (8)} \quad D_a = \frac{2KT_i}{m_i v_{in}}$$

et V_n la composante méridionale du vent neutre (V_n est positif lorsque le vent neutre est orienté vers le Sud).

Comme la direction $\underline{k}$ de la composante de vitesse ionique mesurée est voisine de celle de $\underline{B}$, c'est surtout à cette composante que notre appareil est sensible. Cependant ces deux directions $\underline{k}$ et $\underline{B}$ font entre elles un léger angle de telle sorte qu'une vitesse $V_{\perp}$ perpendiculaire à $\underline{B}$ aura, dans la direction d'observation, une faible composante. A l'heure actuelle il n'existe pratiquement pas de mesures de telles vitesses. Cependant si l'on impose une borne supérieure de 30 ms^{-1} pour $V_{\perp}$ (MAEDA, 1963) sa projection sur la direction d'observation est en tout état de cause inférieure à 5 ms^{-1} . Dans la suite on négligera donc toute incidence de la vitesse $V_{\perp}$ sur la composante de vitesse observée.

Dans ces conditions la vitesse observée par le sondeur à diffusion V_k est donnée par l'expression III, (7).

Dans le chapitre II on a considéré la projection V de cette vitesse $\underline{V}_k$ sur la direction verticale. On a évidemment :

$$\text{III, (10)} \quad V = V_{i//} \sin I, \quad \text{que l'on peut écrire en séparant}$$

les effets du vent neutre et de diffusion sous la forme :

$$\text{III, (11)} \quad V = W_n + W_d, \quad \text{avec :}$$

$$\text{III, (12)} \quad W_n = V_n \sin I \cos I$$

$$\text{III, (13)} \quad W_d = - D_a \sin^2 I \left[\frac{m_i g}{2KT_i} + \frac{\partial [N(T_e + T_i)]}{2NT_i \partial z} \right]$$

Il est important de noter que, en présence d'un champ électrique $\underline{E}$, V ne représente pas la vitesse verticale totale V_z de l'ionisation. En effet, un

champ électrique Est-Ouest E_x se traduit par une composante méridienne de vitesse (III,(5)). La vitesse verticale V_z est donnée par :

$$\text{III,(14)} \quad V_z = W_n + W_d + W_E \quad \text{avec} \quad \text{d'après III,(5)}$$

$$\text{III,(15)} \quad W_E = - \frac{E_x}{B} \cdot \cos I$$

3) Considérations théoriques sur la valeur de V.

L'étude de V à partir de l'équation III,(11) nécessite le calcul simultané de V_n et des densités et températures de l'ionisation. Ces processus sont étroitement liés : l'atmosphère neutre peut en effet entraîner l'ionisation ce qui affecte la répartition de la densité électronique et la vitesse de diffusion. Réciproquement, comme on le verra ultérieurement, des mouvements de l'atmosphère neutre peuvent être induits par les mouvements de l'ionisation. Dans ce paragraphe on suppose les mouvements de l'atmosphère neutre connus par ailleurs et on discute les mouvements de l'ionisation, en faisant appel à la théorie de formation de la région F de l'ionosphère.

Les éléments de cette théorie sont rappelés dans l'Annexe 2. La couche F se forme sous l'action de la production d'ionisation par le rayonnement solaire ultraviolet, de la recombinaison chimique et des transports verticaux. En l'absence de vents neutres et de champ électrique Est-Ouest, le maximum de densité intervient à l'altitude z_m où les temps caractéristiques de recombinaison β^{-1} et de diffusion $(Da/H^2)^{-1}$ sont approximativement égaux (RISHBETH et BARRON, 1960). Un vent neutre possédant une composante V_n // parallèle à $\underline{B}$, dont la projection sur la verticale est W_n , a pour effet de déplacer l'altitude z_m du maximum dans le sens de W_n .

Une dérive verticale W_E engendrée par un champ électrique Est-Ouest a le même effet. Par exemple, si la somme $W_n + W_E$ est positive, la couche F est déplacée vers le haut à une altitude où, d'une part les effets de diffusion sont plus importants ($|W_d|$ plus grand) et d'autre part le coefficient de recombinaison β plus faible. Dans l'annexe 2, on montre qu'il existe une relation entre la valeur V_z de la vitesse ionique verticale totale ($V_z = W_n + W_E + W_d$) et la valeur du coefficient de recombinaison à l'altitude du maximum z_m :

$$\text{III(16)} \quad V_z \sim - \frac{\beta(z_m)H}{\alpha}$$

où $\beta(z_m)$ est le coefficient de recombinaison à l'altitude z_m , H l'échelle de hauteur de l'oxygène atomique et α un coefficient voisin de 1. Cette relation a été proposée par RISHBETH (1970). Elle n'est valable qu'en régime stationnaire.

Il est important de remarquer que, d'après III,(16), la vitesse V_z à l'altitude z_m est toujours dirigée vers le bas quelles que soient les valeurs de W_n et de W_E . Ceci peut se comprendre si l'on admet que, d'après la théorie de la région F, le terme de production diminue avec l'altitude comme la concentration d'oxygène atomique tandis que le terme de recombinaison diminue beaucoup plus rapidement (comme $[N_2].N$ et $[O_2].N$). Ainsi les processus de recombinaison n'interviennent qu'à basse altitude et toute particule ionisée produite dans la région F ne peut se recombiner que par des transports vers le bas, d'où le sens du flux d'ionisation.

A haute altitude par contre le sens du vent dépend des conditions aux limites imposées. Si par exemple on impose un flux vers le haut (correspondant à un remplissage de la magnétosphère) la vitesse devient positive à partir d'une certaine altitude.

Dans ce qui précède on s'est intéressé à V_z la composante verticale de la vitesse ionique totale, qui en général diffère de V , projection sur la verticale de la vitesse parallèle à $\underline{B}$. On a bien sûr d'après III,(14) :

$$\text{III(17)} \quad V = V_z - W_E \sim - \frac{\beta(z_m) H}{\alpha} - W_E$$

La figure 9 montre en détail l'action d'un vent neutre et d'un champ électrique Est-Ouest. On a illustré les composantes parallèle et perpendiculaire à $\underline{B}$ de la vitesse ionique ainsi que leur projection sur la verticale. On peut remarquer que le champ électrique et le vent neutre, pour $W_n = W_E$, ont le même effet sur la densité électronique et la vitesse ionique verticale V_z mais des effets différents pour la vitesse parallèle à $\underline{B}$ et sa projection V sur Oz . (Il est possible en particulier de trouver des vitesses V positives en régime stationnaire.)

Ces quelques éléments théoriques vont permettre une première interprétation des phénomènes décrits au chapitre II.

B) Première interprétation des résultats expérimentaux.

1) La variation diurne; effet jour-nuit.

On cherche à expliquer ici le fait que V est négatif dans la journée et voisin de zéro pendant la nuit; des éléments de cette interprétation ont été publiés dans GV2, GV5, ainsi que par RISHBETH (1970), BAILEY et MOFFETT (1970), STUBBE et CHANDRA (1970).

D'après l'équation III,(11), la valeur de V est la somme de deux effets que l'on doit examiner successivement :

- la valeur de $W_n = V_n \sin I \cos I$ est liée à la circulation horizontale du vent neutre. Bien qu'il n'existe pas de mesures directes de cette circulation, de nombreux modèles théoriques ont été développés (§ C de ce chapitre). Ces modèles permettent de prévoir que le vent souffle vers le Nord pendant la journée; W_n est alors négatif avec une valeur de quelques dizaines de ms^{-1} . Pendant la nuit, le vent souffle vers le Sud; W_n devient positif et atteint environ $30-150 \text{ ms}^{-1}$.

- la valeur de la vitesse de diffusion W_d dépend du profil en altitude de N . Si l'on se place au voisinage du maximum de densité on a, en négligeant les gradients de température :

$$\text{III, (18)} \quad W_d(z_m) \approx -D_a(z_m) \sin^2 I \frac{m_i g}{2KT_i} = -\sin^2 I \frac{g}{v_{in}(z_m)}$$

$v_{in}^{-1}(z_m)$ variant exponentiellement avec z_m .

On constate alors que, de jour, lorsque la couche F est basse ($z_m \sim 250 \text{ km}$), $W_d(z_m)$ est faible ($< 10 \text{ ms}^{-1}$) et l'on a $V \sim W_n$; la vitesse V est alors négative avec une valeur de quelques dizaines de ms^{-1} en accord avec l'expérience.

De nuit la couche F est haute (350-400 km) et la vitesse de diffusion W_d peut d'après III,(18) atteindre quelques -50 à -150 ms^{-1} . V est alors très inférieure à W_n qui est positif de l'ordre de 100 ms^{-1} . Ceci est également en accord avec l'expérience mais la question se pose alors de comprendre pourquoi on observe que V est toujours en moyenne très proche de 0; en d'autres termes pourquoi, de nuit, W_d compense presque exactement W_n . Cette question a été discutée par RISHBETH (1970), BAILEY et MOFFETT (1970) et STUBBE et CHANDRA (1970) et on peut décrire la situation ainsi :

Si l'on suppose le régime stationnaire de nuit atteint, on peut appliquer l'équation III,(17) qui relie la vitesse V à la valeur du coefficient de recombinaison à l'altitude z_m . De nuit, la couche se forme, à cause des vents W_n positifs, à une altitude élevée où le coefficient de recombinaison est faible ($\beta(350) \sim 10^{-5}$ à 10^{-6} s^{-1}). Dans ces conditions $-\beta(z_m)H$ est inférieur à quelques ms^{-1} et l'on a :

$$\text{III, (19)} \quad V \approx -W_E - \frac{\beta(z_m)H}{\alpha} \approx -W_E$$

L'observation de V proche de 0 signifie donc que, de nuit, les champs électriques Est-Ouest sont négligeables ($|W_E| < 10 \text{ ms}^{-1}$).

Pendant la journée, l'application de la relation III,(17) est plus malaisée dans la mesure où ni β ni W_E ne sont bien connus. On peut toutefois remarquer que pour $z_m \sim 250 \text{ km}$, on a $\beta(z_m) \sim 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $-\beta(z_m).H/\alpha \sim -30 \text{ ms}^{-1}$, du même ordre de grandeur que la vitesse V observée vers 12 TL. Ceci entraîne une limite supérieure de 10 à 20 ms^{-1} à la valeur absolue de W_E .

Ces considérations s'appliquent à la vitesse V à l'altitude z_m du maximum de densité électronique. Il faut maintenant discuter la variation de V avec l'altitude.

2) Variation avec l'altitude.

D'après III,(11) la variation de V en fonction de l'altitude dépend de celles de W_n et de W_d . Les résultats théoriques concernant la circulation de l'atmosphère prévoient une variation assez faible de V_n (donc de W_n) avec l'altitude (ceci est dû aux processus de viscosité qui, au-dessus de 300 km, s'opposent à l'apparition de gradients verticaux de vitesse). La variation de W_d avec l'altitude, d'après l'équation III,(13), dépend de la répartition en altitude de la concentration et des températures de l'ionisation.

Tout d'abord on peut avoir une idée qualitative de cette variation autour de z_m à partir du modèle simple de la région F développé dans l'Annexe 2. On a en effet à l'équilibre thermodynamique ($T_e = T_i = T = \text{cste}$) :

$$\text{III, (20)} \quad W_d = -D_a \sin^2 I \left[\frac{\partial N}{N \partial z} + \frac{1}{2H} \right]$$

pour $z = z_m$ on a d'après l'équation de continuité, si W_n et W_E sont constants avec l'altitude :

$$\text{III, (21)} \quad \left[\frac{\partial W_d}{\partial z} \right]_{z_m} = \frac{q}{N_m} - \beta \quad \text{et d'après III, (20) :}$$

$$\text{III, (22)} \quad \left[\frac{\partial W_d}{\partial z} \right]_{z_m} = -D_a(z_m) \sin^2 I \left[\frac{1}{2H^2} - \frac{1}{2Y_m^2} \right]$$

où Y_m désigne l'"épaisseur" de la couche définie par $Y_m = (-2/N \times \partial^2 N / \partial z^2)^{-1/2}_{z_m}$

Or d'après la théorie de la région F, Y_m est voisin de H et donc $\partial W_d / \partial z$ est faible. Plus exactement, dans le cas où $\beta \propto [N_2]$, la résolution de l'équation de continuité à l'équilibre montre que $Y_m < H$ et l'on a, de jour $q/\beta N_m \sim 1.20$ (RISHBETH, 1970) ce qui entraîne d'après III, (21) et III, (16) :

$$\text{III, (23)} \quad \left[\frac{\partial W_d}{\partial z} \right]_{z_m} \approx - \frac{V_z}{5H}$$

Pour $V_z = -20 \text{ ms}^{-1}$ et $H = 60 \text{ km}$ on a alors $\partial W_d / \partial z \sim .06 \text{ ms}^{-1}/\text{km}$, valeur tout à fait comparable aux résultats du chapitre II pour les valeurs de $\partial V / \partial z$ obtenues de jour à St Santin. La variation saisonnière de $\partial V / \partial z$ observée peut s'interpréter par la variation saisonnière de V .

Ces résultats sont obtenus d'après une théorie simplifiée. Certains facteurs, comme le profil réel de T_e , T_i et T_n ou d'éventuels gradients de vitesse neutre, peuvent modifier quelque peu les résultats de la théorie de la région F. Cependant ces modifications sont en général mineures (par exemple pour l'effet de la température : THOMAS (1966)), et il est remarquable de constater que, aussi bien pour l'effet jour nuit que pour la variation en altitude, la théorie classique de la région F en régime stationnaire, (développée bien avant les mesures de dynamique) rend compte, aux environs du maximum de la région F, des valeurs de V observées.

Pour la variation de V à haute altitude (plusieurs échelles de hauteur au-dessus du maximum) deux phénomènes sont à distinguer :

i) le renversement de V, qui d'après nos observations semble devenir positif à partir de 650 km d'altitude dans la journée. On s'étendra peu sur ce point qui est lié au couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère. Si V devient positif de jour au-dessus de 650 km ceci signifie que toute l'ionisation produite au-dessus de cette altitude alimente le tube de force situé au-dessus, où il n'y a pas de pertes chimiques; il s'ensuit (en l'absence de champ électrique Est-Ouest) une augmentation du contenu total d'ionisation dans ce tube pendant la journée. Pour un tube de force limité à l'équateur magnétique ayant une section de 1 m^2 à 650 km, l'augmentation du contenu d'électrons par seconde due à ce processus est donnée par $q(650) \times H \sim 1.2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Au cours d'une journée (12 heures), l'apport d'ionisation ainsi déposée est égal à $1.2 \cdot 10^{11} \times 12 \times 3600$ soit $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ce qui est très faible comparé au contenu de ce tube ($\sim 10^{18} \text{ m}^{-2}$).

ii) Les effets de lever et de coucher qui ont été interprétés par EVANS et col. (1970). Ils sont liés aux modifications rapides du profil de densité électronique au moment du lever et du coucher du soleil. On sait qu'à haute altitude, l'ionisation a une répartition voisine de celle de l'équilibre diffusif car le coefficient de diffusion D_a devient très grand. L'échelle de hauteur de N est alors donnée par :

$$\text{III, (24)} \quad H_p = - \left[\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} \right]^{-1} = \frac{K (T_e + T_i)}{m_i g + K \frac{\partial (T_e + T_i)}{\partial z}}$$

formule que l'on peut obtenir en annulant le crochet de l'expression III, (13). On suppose qu'au-dessus d'un certain niveau z_0 , où les processus chimiques sont négligeables, l'échelle de hauteur H_p reste constante avec l'altitude, toute augmentation en fonction du temps de $N(z_0)$ ou de H_p se traduit par une augmentation du contenu total au-dessus de z_0 . Il en résulte un flux vertical d'ionisation vers le haut en accord avec les résultats observés au lever (EVANS et col., 1970). Au coucher du soleil, une diminution de $N(z_0)$ ou de H_p a l'effet inverse.

3) Difficultés d'une interprétation quantitative.

Dans les deux paragraphes précédents on a obtenu une interprétation satisfaisante mais seulement qualitative de la plupart des phénomènes décrits au chapitre II. Mais certains points comme la variation saisonnière et la

variation avec l'activité magnétique ont été volontairement ignorés. Ceci tient au fait que les modèles utilisés, aussi bien pour la dynamique de l'atmosphère neutre que pour le comportement de l'ionisation, sont des modèles extrêmement schématisés, pour obtenir une interprétation quantitative de V on doit mettre en oeuvre un modèle exact de la vitesse de diffusion et de la vitesse de l'atmosphère neutre. Or l'évaluation de la vitesse de diffusion à partir des résultats du sondeur est possible tandis que la valeur de la vitesse de l'atmosphère neutre doit être déduite de modèles théoriques. Aussi, avons-nous préféré adopter la démarche inverse consistant à déduire la vitesse de l'atmosphère neutre à partir des résultats du sondeur à diffusion. Cette vitesse pourra ensuite être comparée à certains résultats théoriques obtenus par ailleurs.

C) Evaluation du vent neutre; comparaison à un modèle théorique.

1) Calcul du vent neutre à partir des résultats du sondeur.

Pour calculer la composante méridienne V_n de l'atmosphère neutre supposée horizontale, on écrit l'expression III,(11) sous la forme :

$$\text{III,(25)} \quad V_n = \frac{W_n}{\sin I \cos I} = \frac{V - W_d}{\sin I \cos I} \quad \text{où } W_d \text{ est donné par :}$$

$$\text{III, (26)} \quad W_d = -D_a \sin^2 I \left[\frac{(T_e + T_i)}{2T_i} \frac{\partial N}{N \partial z} + \frac{\partial (T_e + T_i)}{2T_i \partial z} + \frac{m_i g}{2KT_i} \right]$$

Moyennant la connaissance du coefficient de diffusion ambipolaire D_a , les données du sondeur concernant N , T_e et T_i permettent effectivement le calcul de W_d . Pour obtenir la valeur de D_a , on considère les collisions élastiques entre les ions O^+ et les constituants majoritaires de l'atmosphère O et N_2 dont la concentration peut être estimée à partir du modèle statique de JACCHIA (1965) pour des conditions de flux solaire et de saison s'appliquant à la période étudiée. Pour une température voisine de $1000^\circ K$, la valeur de la fréquence de collision ν_{in} , au sens du transfert de quantité de mouvement, est donnée par (DALGARNO, 1964; STUBBE, 1968) :

$$\nu_{in} = .73 \cdot 10^{-15} \left[\frac{O}{m} \right]_{-3} + 1.010^{-15} \left[\frac{N_2}{m} \right]_{-3}$$

et la valeur de W_d peut alors être calculée.

On se limitera au calcul de la valeur de W_d (et de V_n) à l'altitude z_m du maximum de densité électronique (cf. GV2, GV5). A cette altitude en effet l'expression III₁(26) se simplifie ($\partial N / \partial z = 0$) et seul le dernier terme du crochet est important. Au-dessus de z_m , D_a augmente exponentiellement tandis que la somme de 3 termes entre crochets dans III₁(26) tend rapidement vers 0 - ce qui revient à dire que l'ionisation a une répartition qui approche celle de l'équilibre diffusif. Aussi une erreur, même faible, sur l'un des termes du crochet - par exemple sur $\partial N / \partial z$ - se traduit par une erreur importante sur W_d .

La figure 10 illustre deux exemples de calcul de $W_d(z_m)$ et de $V_n(z_m)$ à partir des observations de V et du profil de N , T_e et T_i . On constate que :

- de jour, V_n est négatif (dirigé vers le Nord) avec une valeur comprise entre -20 et -50 ms^{-1} . Cependant, pour le cas d'été, V_n est plus faible en valeur absolue que pour le cas d'hiver; de plus dans le cas d'été, V_n devient positif en début d'après midi.

- de nuit, V_n est positif (dirigé vers le sud) et atteint plus de 100 ms^{-1} . Cependant pendant cette période, la détermination de V_n dépend de façon critique de W_d , donc du modèle d'atmosphère neutre choisi.

Les variations diurnes de V_n de la figure 10, obtenues pour deux jours particuliers, sont typiques des valeurs obtenues sur 3 ans d'observations. On cherche maintenant à discuter les résultats à partir de considérations théoriques sur les mouvements de l'atmosphère neutre.

2) Les équations du mouvement de l'atmosphère neutre.

Dans la direction verticale, il est couramment admis que les divers constituants de l'atmosphère neutre au-dessus de 150 km sont en équilibre diffusif sous l'action des forces de pesanteur et de pression partielle. Ces forces sont en effet prédominantes et il en résulte que les mouvements verticaux sont très faibles (quelques ms^{-1} dans la région F) (DOUGHERTY, 1961).

Dans la direction horizontale par contre, l'atmosphère neutre peut être mise en mouvement lorsqu'il existe par exemple des gradients horizontaux de pression. De tels gradients ont été mis en évidence par les mesures de freinage des satellites (JACCHIA et SLOWEY, 1967). La vitesse horizontale V_n de l'atmosphère neutre est décrite par l'équation :

$$\text{III, (27)} \quad \rho_n \frac{dV_n}{dt} = - 2\rho_n \underline{\underline{\Omega}} \times \underline{\underline{V}}_n - \underline{\underline{\nabla}} p_n + \mu \underline{\underline{\nabla}}^2 V_n + \rho_n v_{ni} \left[\underline{\underline{V}}_i - \underline{\underline{V}}_n \right]$$

ρ_n est la densité de l'atmosphère et μ le coefficient de viscosité; les autres termes sont définis comme dans l'équation III,(3). Cette équation est similaire à l'équation pour les ions III,(3), mais appelle les remarques suivantes :

- on doit tenir compte de la viscosité cinématique (terme en $\mu \nabla^2 v_n$), qui représente l'échange de moment entre les diverses tranches d'atmosphère et devient le processus prédominant à haute altitude. Ce terme est négligeable pour le mouvement des ions dont le libre parcours moyen est déterminé par les collisions avec les neutres;

- le dernier terme de III,(27) représente le taux de transfert de moment des neutres aux ions, qui est bien sûr égal au taux de transfert de moment des ions aux neutres. On a donc :

$$\text{III, (28)} \quad \rho_n v_{ni} = \rho_i v_{in} = N m_i v_{in}$$

La valeur de v_{ni} est donc inférieure à celle de v_{in} ; une valeur typique de v_{ni} pour l'altitude 300 km de jour est 5.10^{-4} s^{-1} , correspondant à une constante de temps v_{ni}^{-1} de l'ordre d'une heure. Ainsi, si le gaz ionisé est soumis à des forces d'origine externe (diffusion ou champ électrique) pendant un temps supérieur à une heure, il entraîne l'atmosphère neutre avec lui (DOUGHERTY, 1961).

L'équation III,(27) a été résolue numériquement par de nombreux auteurs en calculant ∇p_n d'après le modèle mondial d'atmosphère neutre de JACCHIA et SLOWEY (1967), et en adoptant diverses expressions pour le terme de friction ionique. C'est surtout ce terme de friction qui différencie les résultats théoriques :

- certains auteurs introduisent dans III,(27) un modèle de densité électronique supposant que la vitesse ionique $\underline{V}_i$ est égale à la projection de $\underline{V}_n$ sur $\underline{B}$ ce qui revient à négliger la vitesse de diffusion W_d (GEISLER, 1966, 1967; KOHL et KING, 1967; LINDZEN, 1967; CHALLINOR, 1969).

- dans des modèles plus récents, N et $\underline{V}_i$ sont calculés de façon couplée par résolution de l'équation III,(27) simultanément avec l'équation de continuité de l'ionisation (KOHL, KING et ECCLES, 1968; BAILEY, MOFFETT et RISHBETH, 1969; YEH et col., 1970; STUBBE, 1970).

La diversité des hypothèses sur le terme de friction entraîne que la comparaison entre les valeurs de V_n déduites des résultats du sondeur et les valeurs théoriques publiées n'est jamais tout à fait satisfaisante (GV5). C'est

pourquoi il a paru intéressant de résoudre l'équation III,(27) en introduisant dans le terme de friction les valeurs réelles de densité et de vitesse ioniques déduites des résultats du sondeur à diffusion.

3) Modèle théorique de la circulation atmosphérique.

Les diverses hypothèses concernant la résolution de l'équation III,(27) sont détaillées dans l'Annexe 3. On rappelle ici les points les plus importants :

i) les valeurs de ρ_n et de p_n sont déduites du modèle mondial de densité et de température de JACCHIA et SLOWEY (1967). La figure 11a montre, en fonction du temps et de la latitude, les courbes de même température - que l'on doit aussi considérer comme des courbes de même pression. Ce modèle dépend d'un certain nombre de paramètres qui fixent la forme et la position du maximum de pression.

ii) la valeur de v_{ni} est déduite des résultats du sondeur à diffusion concernant la concentration ionique. On utilise alors la relation III,(28).

iii) pour la valeur $\underline{V}_1$ deux hypothèses distinctes ont été faites :

- ou bien il n'existe pas de champ électrique perpendiculaire.

La vitesse des ions est alors parallèle à $\underline{B}$ et correspond à celle qui est mesurée par le sondeur à diffusion

- ou bien il existe des champs électriques entraînant l'ionisation perpendiculairement à $\underline{B}$. La composante horizontale de cette vitesse perpendiculaire à $\underline{B}$, $\underline{V}_\perp$, est à ajouter à la composante de la vitesse parallèle à $\underline{B}$, $\underline{V}_\parallel$ (fig. 11b). La valeur de $\underline{V}_\perp$ est alors prise égale à celle calculée par MAEDA (1963) et la variation diurne est illustrée par la figure 11c. De plus, dans la région F, $\underline{V}_\perp$ ne dépend pas de l'altitude.

Les résultats sont illustrés par la figure 12 et permettent de comparer, à l'altitude z_m :

- la variation diurne des vents neutres "expérimentaux" déduits des mesures du sondeur (§ C1).

- la variation diurne des vents neutres "théoriques" obtenus par résolution de l'équation du mouvement. Ce calcul a été effectué en faisant plusieurs hypothèses sur la valeur du paramètre m qui fixe la variation en latitude de la densité neutre et en considérant la présence ou l'absence d'un champ électrique perpendiculaire $E_\perp$.

Pour le cas d'hiver (fig. 12a), on constate que le modèle de "référence" ($E_\perp = 0$; $m = 2.5$) donne un accord satisfaisant dans la journée tandis que pour $m = 1.25$ les vitesses calculées sont trop faibles en valeur absolue. Si l'on ajoute un champ électrique, la variation diurne est perturbée. Le meilleur modèle semble donc être le modèle de référence de JACCHIA sans champ électrique.

Pour le cas d'été (fig. 12b), on constate que $m = 1.25$ donne une amplitude de variation en accord avec les vents observés mais déphasée de plusieurs heures; pour $m = 2.5$ (cas non illustré sur la figure 12b) on aurait une amplitude plus forte que celle qui est observée. Pour modifier la phase des vents "théoriques" en accord avec les vents expérimentaux, on a le choix entre deux modèles différents (fig. 12b) :

- $E_{\perp} = 0$, et on avance de 4 heures l'heure du maximum de densité (10.00 TL au lieu de 14.00 TL).

- on introduit un champ électrique perpendiculaire conforme aux résultats de MAEDA sans modifier la phase du maximum de densité neutre.

La première hypothèse est en contradiction flagrante avec les résultats de freinage de satellites et il semble raisonnable de l'éliminer. On est conduit à admettre l'existence, pendant l'été de champs électriques semblables à ceux de MAEDA.

Ce calcul théorique nous fournit une interprétation de la variation saisonnière des vents observés et de certaines particularités de la variation diurne pendant l'été. Il nous reste pourtant à expliquer le comportement des vents en fonction de l'agitation géomagnétique.

D) Influence de l'activité magnétique.

Au chapitre II, on a mis en évidence deux types de phénomènes liés à l'activité magnétique; l'apparition d'oscillations pseudopériodiques de courte période et la corrélation entre la composante continue ou lentement variable et l'indice géomagnétique K_p . Ces phénomènes ne seront pas discutés en détail et on se contentera ici de proposer quelques éléments d'interprétation :

1) Phénomènes périodiques.

Les caractéristiques principales des oscillations de V - période, propagations horizontale et verticale, oscillation simultanée de tous les paramètres observés - peuvent s'interpréter en terme d'onde de gravité de l'atmosphère neutre. Dans certains cas l'accord entre la théorie des ondes de gravité et les observations est excellent (JT GV4). Ces ondes seraient engendrées dans les régions de haute latitude au cours des sous-orages magnétiques et se propageraient ensuite vers l'équateur.

2) Variation de la composante continue avec l'activité géomagnétique.

De récentes mesures (BLAMONT et BERTAUX, 1970) ont montré que, lors des orages magnétiques, l'atmosphère neutre dans les régions aurorales subit un chauffage considérable.

Il s'ensuit une diminution du gradient Nord-Sud de pression (vers le Sud), accompagnée par une augmentation générale de la vitesse V_n (vers le Sud) en accord qualitatif avec l'observation de V.

E) Résumé des résultats obtenus.

Dans ce chapitre on a établi que la vitesse ionique observée est la somme de plusieurs effets : effet des vents neutres et effet de diffusion. On a ainsi pu interpréter la plupart des phénomènes mis en évidence dans le chapitre II. Il a paru intéressant de conclure ce chapitre en résumant dans un tableau les divers phénomènes observés et l'interprétation qu'ils ont reçue.

Table II

Phénomène	Interprétation
$V < 0$ de jour	$V_n < 0$ (vers le Nord) diffusion faible
$V \sim 0$ de nuit	($V_n > 0$ (vers le Sud) forte diffusion (et $W_d \sim -W_n$
$\partial V / \partial z > 0$ à 12.00 TL	($E_{\perp} \sim 0$? théorie région F de jour : $\partial W_d / \partial z > 0$
Au lever pic de $V > 0$	- diffusion rapide de N vers le haut
Au coucher pic de $V < 0$	- diffusion rapide de N vers le bas
$ V _{12.00 \text{ été}} < V _{12.00 \text{ hiver}}$	$\left \frac{\partial p_n}{\partial y} \right _{\text{Eté}} < \left \frac{\partial p_n}{\partial y} \right _{\text{Hiver}}$ $ W_d $ faible
$ V _{\text{matin}} \sim V _{\text{hiver}}$ A.Midi hiver	$E_{\perp} \sim 0$ $ W_d $ faible
$ V _{\text{matin}} > V _{\text{été}}$ A.Midi été	$E_{\perp} \neq 0$ (cf. MAEDA) $ W_d $ faible
Corrélation $\langle V \rangle / Kp$	Corrélation $-\partial p_n / \partial y / Kp$ -
(Oscillations de V (lors de perturbations (géomagnétiques	Ondes de gravité -

L'examen de ce tableau appelle un certain nombre de remarques :

- cette étude a été centrée surtout sur les variations temporelles de v et de V_n et on a quelque peu négligé la variation en altitude. Cette omission peut être justifiée par les incertitudes actuelles sur la valeur expérimentale de N à haute altitude; dans certains cas, l'effet Faraday intervient de façon sensible sur la propagation des ondes émises à St Santin et de récentes comparaisons avec des résultats de satellites ont montré l'importance de cet effet à haute altitude; (FLEURY, communication privée). Une étude plus précise de cette variation en altitude est actuellement en cours.

- la plupart des phénomènes observés s'interprètent dans le cadre de la "théorie classique" de la région F de l'ionosphère et de la dynamique de la thermosphère, ce qui constitue un argument supplémentaire en faveur de cette théorie.

- pour interpréter certains phénomènes, on a fait appel à des considérations plus hypothétiques comme, par exemple, la valeur du gradient horizontal de pression neutre et la présence de champs électriques. Ce dernier point suscite un intérêt nouveau dans la mesure où les observations de tels champs électriques sont pratiquement inexistantes. Au chapitre suivant, consacré aux liens existant entre la vitesse et la concentration des ions, des arguments supplémentaires en faveur de l'existence de tels champs seront obtenus.

CHAPITRE IV : RELATION ENTRE LA CONCENTRATION ET LA VITESSE IONIQUES

Dans la formation de la région F de l'ionosphère les transports d'ionisation jouent un rôle essentiel; au chapitre III on a fait appel à la théorie de formation de la couche F pour interpréter les vitesses ioniques observées par le sondeur à diffusion. Un excellent accord entre les résultats de cette théorie et les phénomènes observés a été constaté; en particulier on a montré l'existence d'une relation entre l'altitude du maximum de la couche F et la valeur de la vitesse ionique verticale. Cette relation fournit un moyen rapide mais grossier d'évaluer le taux de recombinaison à cette altitude.

On se propose ici d'exploiter de façon plus quantitative la relation entre la concentration et la vitesse ioniques. Plus précisément, il s'agit d'obtenir, à partir du terme de transport évalué d'après les observations, des informations sur les phénomènes chimiques de production et de recombinaison des ions. Cette étude a fait l'objet de plusieurs publications concernant l'ionosphère de nuit (BOUSQUET et VASSEUR, 1967) et de jour (GV PW 1). On se limitera ici à traiter le cas de jour, les cas de nuit ayant donné lieu à de récents développements (FRANCOIS, communication privée).

Dans le paragraphe A, on discute, à partir de l'équation de continuité des électrons, l'importance des processus de production et de recombinaison, et on montre comment la connaissance d'une composante de vitesse ionique permet d'évaluer ces processus. Dans le paragraphe B, on donne deux exemples d'utilisation des observations du sondeur permettant de déterminer les taux de production et de recombinaison dans l'ionosphère de jour.

Cependant, pour évaluer la vitesse ionique verticale, il faut tenir compte de la présence éventuelle de champs électriques dont la valeur est discutée dans le paragraphe C. Le paragraphe D est consacré à l'étude de l'effet du vent neutre sur l'ionisation et on montre que les vitesses neutres calculées au chapitre précédent permettent de rendre compte des concentrations ioniques observées. On compare alors le rôle du vent neutre et des champs électriques sur le comportement de l'ionosphère.

A) Les processus chimiques et dynamiques dans la région F

1) l'équation de continuité de l'ionisation

D'après l'annexe 2, on peut écrire l'équation de continuité de l'ionisation dans la région F sous la forme :

$$\text{IV, (1)} \quad \frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \underline{\nabla} (nV)$$

avec les hypothèses suivantes :

- q, le taux de production, est proportionnel à la concentration d'oxygène atomique parce que au-dessus de 225 km, de jour, l'épaisseur optique de l'atmosphère est faible :

$$\text{IV, (2)} \quad q \propto [O]$$

- L, le taux de disparition, est donné par :

IV, (3) $L = \beta N$, où β est proportionnel à la concentration des constituants moléculaires O_2 et N_2 .

$$\text{IV, (4)} \quad L \propto [M_2] N$$

($[M_2]$ désigne la concentration des molécules N_2 et O_2)

- seuls les gradients verticaux sont importants et le terme de mouvement devient :

$$\text{IV, (5)} \quad \underline{\nabla} (NV) = \frac{\partial}{\partial z} (NV_z)$$

Sous la forme IV,(1) on voit que la connaissance de N et de V_z permet d'estimer la valeur du terme chimique $q - L$. Pour calculer à la fois q et L on doit utiliser les hypothèses IV,(2) et IV,(4). Les variations de $[O]$ et $[M_2]N$ avec l'altitude peuvent être connues en utilisant un modèle d'atmosphère neutre; en particulier $[O]$ décroît avec l'altitude avec une certaine échelle de hauteur H tandis que $[N_2]$ (ou $[O_2]$) décroissent beaucoup plus rapidement. Au-dessus de z_m , L décroît donc plus vite que q et c'est cette différence que l'on peut mettre à profit pour calculer à la fois q et L .

2) Rôle du champ électrique

Comme on l'a vu au chapitre II, la vitesse verticale V_z peut s'écrire :

$$\text{IV, (6)} \quad V_z = V + W_E$$

V étant la projection verticale de la vitesse observée par le sondeur à diffusion et $W_E = V_{\perp z}$ la composante verticale de la vitesse perpendiculaire à $\underline{B}$ engendrée par un champ électrique.

En l'absence de données sur la valeur de ce champ électrique, on devra faire des hypothèses sur la valeur de W_E . Dans un premier temps, on pourra supposer que W_E est nul mais on cherchera ensuite à assurer la cohérence des résultats et on fera apparaître l'évidence expérimentale confirmant l'existence d'un champ électrique conforme aux prévisions théoriques.

3) Vérification de la théorie sur un exemple

Pour illustrer l'utilisation des données du sondeur, on a choisi un profil mesuré en fonction de l'altitude obéissant aux propriétés suivantes :

- la variation en fonction du temps de la densité et de la vitesse est faible de sorte que le terme $\partial N / \partial t$ dans l'équation IV, (1) peut être omis.
- Les erreurs sur la vitesse sont faibles ce qui permet d'évaluer de façon précise $\partial(NV) / \partial z$.

Un tel exemple correspondant au 7 février 1969 vers midi est illustré sur la figure 13a. En l'absence de champ électrique, NV (fig. 13 b) représente le flux vertical. La dérivée de ce flux $\partial(NV) / \partial z$ (calculée par une formule de différentiation à 5 points) est portée sur la figure 13c et donne d'après IV, (1) la valeur de $q - L$. Au-dessus de 300 km la dérivée du flux décroît exponentiellement ainsi qu'on peut le voir en échelle logarithmique (fig. 13d). Sur cette figure on a aussi tracé une courbe proportionnelle à $[O]$ déduite du modèle CIRA 65 ; il apparaît que, après une calibration arbitraire, la coïncidence de cette courbe avec $\partial(NV) / \partial z$ est parfaite. On en déduit que, conformément à la théorie, le terme de perte est négligeable et la production q - proportionnelle à $[O]$ - domine.

Au-dessous de 300 km, $\partial(NV)/\partial z$ s'écarte nettement de la courbe $q(z)$ extrapolée vers le bas. La différence $q - \partial(NV)/\partial z$ est, d'après IV,(1), attribuée au taux de perte L également porté sur la figure 13d.

De plus en divisant ce terme L par la densité électronique N , on obtient un coefficient $\beta = L/N$ qui est porté sur la figure 13e en fonction de l'altitude. Ce coefficient β décroît en fonction de l'altitude avec une échelle de hauteur de 30 km voisine de celle de $[N_2]$ et $[O_2]$, ce qui est conforme aux hypothèses adoptées plus haut.

Ces résultats, qui fournissent un argument de poids en faveur des hypothèses relatives à la théorie de la région F, ne sont fondées que sur deux hypothèses :

- à haute altitude $L \ll q$
- il n'existe pas de mouvement perpendiculaire à $\underline{B}$.

On vérifie aussi sur cet exemple qu'à l'altitude z_m du maximum, $q \sim L$ conformément à l'Annexe 2. Egalement à cette altitude on a $(\beta H)_{z_m} \sim 42 \text{ ms}^{-1}$, qui est voisin de la valeur de $-V$ (30 ms^{-1}).

Malheureusement cette analyse n'est possible que si on utilise des données exceptionnellement bonnes, et on a dû, pour traiter la plupart des cas, chercher une méthode évitant la dérivation numérique.

B) Deux exemples d'utilisation des mesures de V pour le calcul de q et β

1) Calcul de q et β à 225 km

Compte tenu des hypothèses faites au paragraphe A, l'équation de continuité s'écrit :

$$\text{IV, (7)} \quad \frac{\partial N}{\partial t} = q(z_0) \times \frac{[O](z)}{[O](z_0)} - \beta(z_0) \frac{[M_2](z)}{[M_2](z_0)} \times N - \frac{\partial(NV_z)}{\partial z}$$

où on a mis en évidence les deux quantités inconnues $q(z_0)$ et $\beta(z_0)$. La méthode utilisée pour calculer ces paramètres est décrite dans GV PW 1 et peut être résumée ainsi :

i) on utilise un modèle d'atmosphère neutre pour déterminer les variations de $[O(z)] / [O(z_0)]$ et $[M_2(z)] / [M_2(z_0)]$ (JACCHIA, 1965). Il est à noter que ces deux grandeurs ne dépendent que des variations en altitude

des concentrations atmosphériques et non de leur valeur absolue. Pour M_2 on peut prendre l'oxygène ou l'azote moléculaires; on vérifie à postériori que les résultats dépendent très peu du constituant choisi. En effet $[N_2]$ et $[O_2]$ ont des variations en fonction de l'altitude très voisines.

ii) Pour éviter la dérivation numérique, on intègre l'équation IV, (7) entre les altitudes z_0 (prise égale à 225 km) et un niveau z variant entre 250 et 350 km.

iii) Tout d'abord on suppose que $W_E = 0$. L'expression IV, (7) est linéaire en $q(z_0)$ et $\beta(z_0)$ et permet alors le calcul par régression de ces deux paramètres.

Dans un premier temps, afin de réduire les erreurs, on s'intéresse seulement aux valeurs moyennes de q et de β dans la journée (notées $\bar{q}$ et $\bar{\beta}$). Les valeurs $\bar{\beta}(225)$ et $\bar{q}(225)$ obtenues de cette façon au cours des années 1967 à 1969 sont illustrées sur la figure 14a, b. Les valeurs de $\bar{\beta}(225)$ sont relativement constantes, compte tenu des barres d'erreur et ont une valeur moyenne de $2.9 \cdot 10^{-3} s^{-1}$. On peut toutefois remarquer que les valeurs d'équinoxe de printemps paraissent plus élevées que les valeurs d'hiver. Les valeurs de $\bar{q}(225)$, par contre, présentent des variations annuelle et semi-annuelle de grandes amplitudes que l'on doit attribuer à des variations de la concentration d'oxygène atomique (WALDTEUFEL, 1970). La valeur moyenne est voisine de $1.4 \cdot 10^9 m^{-3} s^{-1}$.

2) Calcul de q à haute altitude

Au paragraphe A, on avait noté qu'au-dessus de 300 km, le terme de perte devient négligeable dans l'équation de continuité. Dans ces conditions on peut utiliser l'expression IV, (7) pour calculer la valeur de la production à haute altitude. En pratique, on utilise une méthode identique à celle qui est décrite dans le paragraphe 1 en plaçant le niveau z_0 à 400 km et en intégrant vers le bas. Les valeurs de $\bar{q}(400)$ ainsi calculées sont illustrées par la figure 14c. On constate une forte variation saisonnière, similaire à celle de $\bar{q}(225)$ et de même amplitude avec une valeur moyenne de $.62 \cdot 10^6 m^{-3} s^{-1}$. Cette valeur est cohérente avec celle de $\bar{q}(225)$ obtenue précédemment compte tenu de la décroissance de $[O]$ avec l'altitude (entre 225 et 400 km, $[O]$ diminue d'un facteur voisin de $e^{+3} = 20$). La validité de ce calcul doit être discutée en tenant compte des incertitudes actuelles sur les valeurs expérimentales de N à haute altitude (Effet Faraday). Cependant, on ne s'étendra pas davantage sur ces résultats, liés à l'étude de l'aéronomie, et on va s'intéresser plus particulièrement à la variation diurne.

C) Variation diurne de q et β ; mise en évidence de champs électriques

1) Comparaison des résultats de la matinée et de l'après-midi

Au paragraphe B1, on a calculé des valeurs moyennes dans la journée des divers coefficients, On a repris le calcul décrit dans ce paragraphe en calculant les paramètres q (225) et β (225) pour le matin (q_m (225) et β_m (225)) et pour l'après-midi ($q_{a.m.}$ (225) et $\beta_{a.m.}$ (225)). Le matin commence lorsque $\chi = 80^\circ$ et se termine à 12.00 T.L. ; l'après-midi est défini de la même façon. On constate qu'en général les valeurs trouvées le matin et l'après-midi sont différentes et pour illustrer cette différence on a porté sur la figure 15a, b la valeur des rapports β_m (225)/ $\beta_{a.m.}$ (225) et q_m (225)/ $q_{a.m.}$ (225).

On constate une nette variation saisonnière : les deux rapports sont inférieurs à l'unité pendant l'hiver et deviennent supérieurs à l'unité pendant l'équinoxe et l'été.

Pour interpréter ces résultats, il est naturel tout d'abord de songer à une variation diurne de la concentration de l'atmosphère neutre, q et β étant respectivement proportionnels à $[O]$ et $[M_2]$. La variation diurne de ces concentrations peut être déduite du modèle CIRA 1965 pour des conditions d'activité solaire voisines de celles que l'on a rencontrées entre 1967 et 1969. On peut caractériser la variation diurne dans la journée de $[O]$ et $[N_2]$ par le rapport entre les concentrations le matin à 09.00 T.L. et l'après-midi à 15.00 T.L. Le tableau I permet de comparer les rapports $q_m/q_{a.m.}$ et $\beta_m/\beta_{a.m.}$ aux rapports des concentrations atmosphériques déduites du CIRA 65.

Table I

Expérimental :	Hiver	Equinoxe	Eté	Modèle : CIRA 65	
$\frac{q_m}{q_{a.m.}}$ (225)	0,95	1,55	1,55	0,85	$\frac{[O]_{09.00}}{[O]_{15.00}}$ (225)
$\frac{\beta_m}{\beta_{a.m.}}$ (225)	0,80	1,48	1,40	0,69	$\frac{[N_2]_{09.00}}{[N_2]_{15.00}}$ (225)

On voit sur ce tableau que, si un accord approximatif avec le CIRA 65 existe pour les valeurs d'hiver, il n'en est pas de même pour l'été et les équinoxes; en effet, si on ne remet en cause aucune des hypothèses primitives, la valeur supérieure à l'unité des rapports $q_m./q_{a.m.}$ et $\beta_m./\beta_{a.m.}$ serait due à une concentration d'atmosphère neutre nettement plus élevée le matin que l'après-midi. En dépit de la difficulté de séparer les effets à court et à long termes sur les mesures orbitales de la densité atmosphérique, il paraît peu admissible de supposer que les modèles déduits de ces mesures sont entachés d'une erreur d'un facteur 2.

On est conduit à revoir les hypothèses de départ. Parmi celles-ci la plus discutable est certainement d'avoir négligé les mouvements perpendiculaires à B dûs aux champs électriques Est-Ouest. Il est nécessaire d'y revenir en détail.

2) Discussion sur le rôle du champ électrique.

En rappelant les résultats théoriques du chapitre III il est aisé d'expliquer qualitativement comment la présence d'un champ électrique perpendiculaire permet d'interpréter les résultats du paragraphe 1.

A l'équilibre on a en effet montré la relation :

$$IV,(8) \quad V_z = V + W_E - \beta(z_m) H/\alpha$$

Or pendant l'été et les équinoxes, on a constaté une variation importante de V entre le matin et l'après-midi (chap. II) tandis que la valeur de z_m change peu.

Si on suppose que W_E reste nul (ou constant) pendant la journée, la valeur de β déduite de IV,(8) subit une variation inverse de celle de V ; c'est-à-dire que : $\beta(z_m)$ le matin est supérieur à $\beta(z_m)$ l'après-midi en accord avec les résultats du paragraphe 1. Si par contre W_E subit une variation pendant la journée de telle sorte que la somme $V + W_E$ reste constante, la valeur de $\beta(z_m)$ trouvée d'après IV,(8) reste également constante (H varie peu). Il en résulte qu'une vitesse $V_{\perp}$ due à un champ électrique, dont la composante verticale diminue entre le matin et l'après-midi permettrait d'interpréter les résultats du paragraphe 1 pour l'été et les équinoxes. Une telle vitesse a été effectivement trouvée dans le cadre de la théorie dynamo (MAEDA, 1963); au chapitre III C, on a fait appel, pendant l'été, à une vitesse ionique $V_{\perp}$ dont la

composante horizontale est dirigée vers le Nord le matin et vers le Sud l'après-midi (fig. 11 c). Une telle vitesse $V_{\perp}$ a une composante verticale positive le matin et négative l'après-midi, et possède une variation diurne effectivement inverse de celle de V .

Pendant l'hiver, V conserve la même valeur le matin et l'après-midi. Si l'on impose une variation diurne de β faible, la variation correspondante de W_E doit également être faible. Cette hypothèse est également en accord avec les résultats du chapitre III C pour l'hiver; on avait alors pris $V_{\perp} \sim 0$.

En résumé, les résultats du paragraphe 1 s'interprètent si l'on suppose d'une part la présence de vitesses $V_{\perp}$ semblables à celles de MAEDA pendant l'été et l'équinoxe, d'autre part leur absence pendant l'hiver.

Un autre argument en faveur de l'emploi de cette hypothèse est fourni par l'observation de la variation diurne du champ magnétique au sol. On sait en effet que les champs électriques dans la région F sont engendrés par des courants qui circulent dans la région E. Ces courants se traduisent par une variation de la composante horizontale du champ magnétique reçu au sol. On doit donc s'attendre à une corrélation entre l'amplitude de variation diurne du champ magnétique au sol et celle du champ électrique dans la région F. On a porté sur la figure 15 c l'amplitude de la variation diurne de la composante Est-Ouest du champ magnétique observée à Chambon-la-Forêt et on constate effectivement une variation saisonnière : cette amplitude est nettement plus faible en hiver que pendant l'été et les équinoxes conformément aux conclusions précédentes.

3) Calcul du champ électrique Est-Ouest

La théorie dynamo prévoit que, dans la région F, la valeur du champ électrique et celle de la dérive $V_{\perp}$ restent pratiquement constantes avec l'altitude. L'introduction d'une telle vitesse se traduit donc par un paramètre supplémentaire W_E dans l'équation IV, (7). Cependant les incertitudes sur la valeur de V ne permettent pas de déterminer de façon simultanée trois paramètres q (225), β (225) et W_E . Par contre, si l'on connaît la variation diurne de q (225) ou de β (225), on peut calculer la variation diurne de W_E qui rend compte des résultats. Une façon commode de se fixer cette variation diurne consiste à supposer qu'au cours de la journée q (225) ou β (225) reste constant et égal à sa valeur moyenne trouvée au paragraphe IV B. (cette hypothèse revient à supposer que $[O]^-$ ou $[N_2]^-$ à 225 km varie peu au cours de la journée, ce qui est en accord avec les résultats de BAUER et col. (1970)). Les détails de ce calcul sont discutés dans GV PW 1.

Le calcul de W_E a été effectué pour un certain nombre de jours calmes et les résultats - pour diverses saisons - sont illustrés par la figure 16. En dépit de la dispersion des points, il est clair que pendant l'hiver aucune variation diurne de W_E n'apparaît, tandis que, pendant l'été et les équinoxes, W_E a une variation diurne similaire à celle déduite de MAEDA (1963).

On doit remarquer ici qu'un choix différent de la valeur de q (225) - ou β (225) - aurait conduit à des valeurs de W_E différentes, mais conservant la même variation diurne. Il subsiste donc une importante indétermination sur la valeur de q (225) ou β (225). Les principaux arguments plaidant en faveur des valeurs utilisées sont :

i) la similitude des valeurs de W_E déduites avec les valeurs obtenues par MAEDA;

ii) l'accord entre les valeurs de q et β ainsi calculées et les valeurs calculées par une méthode radicalement différente par WALDTEUFEL (1970).

Ainsi, on a mis en évidence un nouvel argument en faveur de l'existence de champs électriques dans la région F. Il apparaît que ces champs électriques peuvent avoir une importance considérable pour expliquer à la fois le comportement de l'ionosphère et celui de la dynamique de la thermosphère. Dans le paragraphe suivant, on se propose d'examiner la façon dont les divers processus sont liés et de comparer le rôle respectif des champs électriques et des mouvements neutres.

D) Importance relative des vents neutres et du champ électrique

1) Importance du vent neutre pour expliquer le comportement de l'ionosphère.

De nombreux auteurs (HANSON et PATTERSON, 1964; RISHBETH, 1967; KOHL et KING, 1967; KOHL, KING et ECCLES, 1968) ont suggéré que certaines particularités de l'ionosphère dans la région F peuvent être expliquées par l'effet des vents neutres. Pour étudier cet effet ils ont résolu l'équation de continuité de l'ionisation, en introduisant la vitesse verticale de l'ionisation engendrée par ces vents neutres; la valeur de ces vents neutres peut être obtenue soit simultanément par résolution des équations couplées, soit par ailleurs. Or, au chapitre III, on a obtenu une évaluation de la vitesse méridienne V_n du vent neutre et on a constaté que cette vitesse possède une variation diurne similaire à la variation diurne de z_m , altitude du maximum de la couche F. En introduisant la valeur de

cette vitesse dans l'équation de continuité de l'ionisation, on peut chercher quantitativement si le vent neutre ainsi obtenu permet effectivement d'expliquer le comportement de la couche F de l'ionosphère.

Ce calcul a été effectué sur un exemple d'hiver et un exemple d'été (GV 3). Il consiste à introduire, dans l'équation de continuité de l'ionisation, une dérive engendrée par le vent neutre $W_N = V_n \sin I \cos I$. On a supposé $W_E = 0$ ($E_x = 0$) et on a trouvé les résultats suivants :

i) Pendant l'été, un accord satisfaisant est trouvé entre les résultats expérimentaux et les valeurs de densité calculées; en particulier on peut expliquer la présence d'un maximum de densité au moment du coucher du soleil. Cependant, pendant la journée, certaines différences sur la valeur de z_m et N_m sont attribuées à la présence de champs électriques Est-Ouest (ignorés dans ce calcul).

ii) Pendant l'hiver, on doit admettre une modification du rapport $[O] / [N_2]$ ainsi que la présence d'une source d'ionisation nocturne. Mais il ne semble pas nécessaire de faire appel à des champs électriques pour expliquer les valeurs expérimentales trouvées.

On vérifie donc que, indépendamment d'autres facteurs, les vents neutres obtenus au chapitre III permettent, dans une large mesure, d'expliquer la variation diurne de la couche F; cependant on doit tenir compte, en été, de la présence de champs électriques.

2) Influence du champ électrique

Lorsque la vitesse V_n peut être évaluée expérimentalement par ailleurs, - c'est notre cas - on peut tenir compte de la présence de champ électrique en introduisant dans l'équation de continuité, outre la dérive W_n due au vent neutre, une dérive supplémentaire W_E due au champ électrique Est-Ouest. Ceci est discuté dans GV 3.

Lorsque la vitesse V_n résulte d'un calcul théorique - action des gradients horizontaux de pression - dans l'effet des champs électriques Est-Ouest, on doit tenir compte de deux effets :

i) la composante verticale W_E de la vitesse d'ionisation V_I engendrée par ce champ électrique est à introduire dans l'équation de continuité;

ii) la composante horizontale de $V_{\perp}$ ($V_{\perp x}$, $V_{\perp y}$) peut entraîner l'atmosphère neutre dans la direction horizontale ainsi qu'on l'a vu au chapitre III C. A son tour l'atmosphère neutre entraîne l'ionisation dans la direction parallèle à $\underline{B}$ et lui communique donc une vitesse verticale W_n .

Ainsi lorsqu'on introduit l'effet d'un champ électrique, on doit tenir compte d'une éventuelle modification de la vitesse de l'atmosphère neutre. Afin de discuter ces divers effets il est nécessaire de comparer l'effet du champ électrique non pas à celui du vent neutre, mais à l'effet de la force qui peut par ailleurs entraîner l'atmosphère neutre, c'est-à-dire les gradients horizontaux de pression neutre.

3) Influence comparée des divers facteurs

Dans le modèle simplifié proposé ici, on fait les hypothèses suivantes:

- on se place à l'altitude du maximum de concentration ionique z_m ;
- le milieu est supposé isotherme avec $T_e = T_i = T_n = \text{Cste}$;
- l'état stationnaire est atteint et on néglige les effets de la force de Coriolis (ceci est pratiquement réalisé dans la journée au voisinage de z_m où l'on a $2 \Omega \ll v_{in}$);
- les effets de viscosité de l'atmosphère neutre sont négligeables (dans la journée, au voisinage de z_m les effets de viscosité sont peu importants comparés aux effets de freinage).

L'équation du mouvement de l'atmosphère neutre dans la direction méridienne s'écrit alors :

$$\text{IV, (9)} \quad - \frac{\partial p_n}{\partial y} + \rho_i v_{in} (V_y - V_n) = 0$$

Les composantes du mouvement des ions dans les directions méridiennes parallèle à $\underline{B}$ ($V_{//}$) et perpendiculaire à $\underline{B}$ ($V_{\perp}$) s'écrivent alors :

$$\text{IV, (10)} \quad \left(\begin{array}{l} V_{//} = V_n \cos I - \frac{D_a}{2H} \sin I \\ V_{\perp} = - \frac{E_x}{B} \end{array} \right.$$

où l'on a supposé le champ magnétique dirigé vers le bas. D'après IV,(10) on peut obtenir la composante horizontale du mouvement des ions V_y dans la direction méridienne :

$$IV, (11) \quad V_y = V_n \cos^2 I - \frac{D_a}{2H} \sin I \cos I + \frac{E_x}{B} \sin I$$

et l'on peut, en reportant cette expression dans IV,(9) déduire la valeur de V_n :

$$IV, (12) \quad V_n = \frac{D_a}{2H} \frac{\cos I}{\sin I} + \frac{E_x}{B} \cdot \frac{1}{\sin I} - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y}}{\rho_i v_{in}} \cdot \frac{1}{\sin^2 I}$$

On obtient alors une expression pour la vitesse ionique parallèle à $\underline{B}$ et pour la vitesse ionique verticale totale $V_z = V_{//} \sin I + V_{\perp} \cos I$:

$$IV, (13) \quad V_{//} = - \frac{D_a}{2H} \cdot \frac{1}{\sin I} + \frac{E_x}{B} \cotg I - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y}}{\rho_i v_{in}} \frac{\cos I}{\sin^2 I}$$

$$IV, (14) \quad V_z = - \frac{D_a}{2H} - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y}}{\rho_i v_{in}} \cotg I$$

Dans les expressions IV,(13) et IV,(14) on voit apparaître trois termes correspondant à l'effet de la gravité, à celui du champ électrique et à l'effet du gradient horizontal de pression neutre. On va donc discuter séparément ces trois effets :

i) effets de diffusion (gravité) $E_x = 0; \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \frac{D_a}{2H} \neq 0$ (fig. 17a)

On a alors :

$$IV, (15) \quad \left\{ \begin{array}{l} V = - \frac{D_a}{2H} \cdot \frac{1}{\sin I} \\ V_z = - \frac{D_a}{2H} \end{array} \right.$$

Les ions communiquent à l'atmosphère neutre une vitesse égale à la projection horizontale de leur vitesse; la diffusion s'effectue comme s'il n'y avait pas de champ magnétique (DOUGHERTY, 1961).

ii) effet du gradient de pression $E_x = 0; \frac{\partial p}{\partial y} \neq 0; \frac{D_a}{2H} = 0$ (Fig. 17b)

Les expressions IV,(12) et IV,(13) deviennent :

$$IV, (16) \quad V = - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y}}{\rho_i v_{in}} \cdot \frac{\cos I}{\sin^2 I} ; \quad V_n = - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y}}{\rho_i v_{in}} \cdot \frac{1}{\sin^2 I}$$

A cause de l'entraînement des ions, la vitesse de l'atmosphère neutre est supérieure à ce qu'elle serait si les ions restaient au repos.

iii) effet d'un champ électrique $E_x \neq 0$; $\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{D_a}{2H} = 0$ (Fig. 17b)

Les ions entraînent l'atmosphère neutre qui prend une vitesse égale à l'antiprojection de $\underline{V}_\perp$ sur l'horizontale. On a alors :

$$\text{IV, (17)} \quad \begin{cases} V_z = 0 \\ V = \frac{E_x}{B} \cotg I \end{cases}$$

ce qui montre qu'un champ électrique perpendiculaire à $\underline{B}$ n'a aucun effet sur la vitesse verticale.

Dans le cas général, la solution correspond à la somme de ces trois effets. Il en résulte que :

- un champ électrique perpendiculaire à B modifie la valeur de $V_{//}$ mais n'a aucun effet sur V_z , donc ne modifie pas la concentration électronique;

- un gradient horizontal de pression neutre $\partial p_n / \partial y$ par contre modifie à la fois la valeur de $V_{//}$ et de V_z . Il se produit donc une modification de l'altitude du maximum de densité électronique z_m qui d'après l'Annexe 2 est donnée par :

$$\text{IV, (18)} \quad \Delta z_m \sim - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y} \cotg I}{\rho_i v_{in}} \frac{H^2}{D_a} = - \frac{\frac{\partial p_n}{\partial y} \cotg I}{N_m m_i g} H$$

Ces considérations ne sont valables que pour l'ionosphère de jour car elles supposent que l'équilibre est réalisé, c'est-à-dire que les ions entraînent parfaitement l'atmosphère neutre. Cet équilibre n'est atteint que si les divers facteurs qui interviennent sur le milieu (E_x , $\partial p / \partial y$, concentration neutre) restent constants pendant une période supérieure à la constante de temps v_{ni}^{-1} , constante de temps qui vaut environ 1 heure dans la région F de jour mais atteint 10 heures et plus pendant la nuit.

On retiendra cependant que, dans l'ionosphère de jour, les seules mesures de concentration et de vitesse ionique verticale ne sont pas sensibles à l'influence des champs électriques lentement variables. Le sondeur à diffusion incohérente de Saint-Santin - Nançay par contre est, dans sa géométrie actuelle, sensible à ces champs électriques; plusieurs phénomènes concernant les vitesses ont été interprétées de cette façon. La mise en évidence directe de ces champs électriques sera possible dans quelques mois grâce à la mesure des trois composantes du mouvement à l'aide d'un sondeur multistatique à trois stations de réception.

CHAPITRE V : CONCLUSION

A) Résumé des résultats obtenus.

Dans ce travail on a utilisé les mesures d'une composante de vitesse du mouvement des ions observée à l'aide du sondeur à diffusion incohérente de Saint-Santin-Nançay. Cette composante est pratiquement parallèle à la direction du champ magnétique terrestre, ce qui en simplifie particulièrement l'interprétation. Pour l'étude de la dynamique de la thermosphère et de l'ionosphère cette observation est d'un intérêt primordial car il n'existe actuellement aucun autre moyen permettant une mesure précise et continue de la vitesse d'ensemble des particules neutres ou ionisées.

Les résultats obtenus au-dessus de 200 km d'altitude au cours de trois années d'expérience ont été analysés et ont permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes particulièrement nets :

-- effet jour-nuit : pendant la journée, la vitesse observée est dirigée vers le bas avec une valeur absolue de quelques dizaines de m s^{-1} et pendant la nuit, elle fluctue autour de zéro. Dans la journée on a pu mettre en évidence la présence d'un léger gradient positif de vitesse de quelques m s^{-1} par 100 km;

-- effet saisonnier : pendant les journées d'été la valeur absolue de la vitesse ionique observée est plus faible que pendant les journées d'hiver, surtout dans l'après-midi;

-- effet géomagnétique : en cas de perturbation géomagnétique, apparaissent des oscillations de vitesse de forte amplitude et de période égale à quelques heures; simultanément la valeur absolue de la vitesse devient en moyenne plus faible;

-- effet de lever et de coucher : à haute altitude (au-dessus de 400km) la vitesse devient brusquement positive au moment du lever du soleil et négative peu après le coucher du soleil.

L'interprétation des résultats montre que les vents ioniques observés correspondent à la somme de deux effets : l'entraînement par les vents thermosphériques horizontaux et l'influence de la diffusion ambipolaire de l'ionisation. Ces deux effets sont étroitement couplés dans la mesure où les vents neutres modifient la répartition verticale de l'ionisation et où, inversement, les mouvements d'ionisation peuvent agir sur les mouvements de l'atmosphère neutre; on a donc fait appel à deux domaines théoriques :

i) Théorie des vents neutres.

En évaluant les effets de diffusion on a pu calculer la valeur de la composante méridionale du vent neutre. La variation diurne du vent neutre ainsi obtenu montre un accord global avec les prévisions théoriques, ce qui fournit un argument supplémentaire en faveur du modèle mondial d'atmosphère neutre de JACCHIA et SLOWEY. Cependant une comparaison précise avec un modèle théorique a permis de mettre en évidence les résultats suivants :

- pendant l'été le gradient Sud-Nord de pression neutre est, dans la journée, plus faible que celui déduit du modèle de JACCHIA et SLOWEY, tandis que pendant l'hiver ce modèle donne des résultats satisfaisants;

- on doit faire appel pendant l'été à des champs électriques semblables à ceux qui ont été calculés par MAEDA pour interpréter les vents neutres obtenus. Ce n'est pas le cas pour les résultats d'hiver;

- en cas de perturbations géomagnétiques, le gradient Sud-Nord de pression neutre diminue, ce qui est probablement la conséquence d'un chauffage dans les régions aurorales ou polaires.

ii) Théorie de formation de la couche F.

Au cours des chapitres III et IV on a fréquemment fait appel à la théorie de formation de l'ionosphère; pour la formation de la couche F en effet, les mouvements jouent un rôle important. Cependant, dans cette théorie, c'est la composante verticale des mouvements ioniques qui intervient, tandis que la composante mesurée est parallèle à la direction du champ magnétique terrestre. On doit donc tenir compte de la présence éventuelle de champ électrique Est-Ouest qui peut engendrer une composante de vitesse méridionale et perpendiculaire à la direction du champ magnétique - et donc une composante verticale -. Cependant, en supposant ces champs électriques nuls on a pu vérifier la validité de la théorie de la région F sur un certain nombre de points :

-- la théorie simplifiée prévoit une relation entre la valeur de la vitesse ionique et celle du coefficient de recombinaison à l'altitude du maximum de concentration électronique. Cette relation a pu être vérifiée globalement pour l'effet jour-nuit. On a de plus montré que les vents neutres calculés à partir des résultats du sondeur permettent d'expliquer de nombreux phénomènes relatifs à la variation diurne de la concentration électronique;

-- le calcul de la divergence du flux d'ionisation en fonction de l'altitude d'après les observations est conforme à ce que prévoit la théorie pour les phénomènes chimiques qui prennent place dans la région F de l'ionosphère; on a pu ainsi calculer des taux de production et de recombinaison.

Cependant, pendant l'été et les équinoxes, la variation diurne de la vitesse observée ne permet pas d'expliquer le comportement de l'ionisation, si l'on suppose que les champs électriques sont nuls. On doit faire appel à nouveau à la présence de champs électriques Est-Ouest semblables à ceux déduits par MAEDA (1963).

En résumé, les observations de la composante de vitesse mesurée à l'aide du sondeur à diffusion sont cohérentes à la fois avec la théorie des vents thermosphériques et avec la théorie de la formation de la couche F de l'ionosphère, à condition de supposer l'existence pendant une partie de l'année de certains champs électriques Est-Ouest.

B) Discussion sur les champs électriques.

Outre les arguments précédents, l'existence de champs électriques dans la région F de l'ionosphère est fondée sur des considérations théoriques (théorie dynamo). On a remarqué en effet que les champs électriques auxquels on fait appel sont conformes aux prévisions théoriques de MAEDA (1963). Récemment MATSUHITA (1969) a obtenu des résultats voisins à partir de la théorie des marées dans la basse thermosphère.

Cependant, d'après nos conclusions, ces champs électriques seraient présents pendant l'été et les équinoxes et absents -- ou beaucoup plus faibles -- pendant l'hiver. Si l'on suppose que les lignes de force du champ magnétique terrestre sont équipotentielles, cette variation intéresse à la fois les deux hémisphères et on a à faire à un phénomène annuel. Si par contre il s'agit d'un phénomène saisonnier, on doit supposer l'existence de courants permettant de court-circuiter le champ électrique engendré dans l'un des deux hémisphères.

Les théories actuelles font l'hypothèse que les deux hémisphères sont symétriques par rapport à l'équateur et donc que le long des lignes de force ne circule aucun courant. Ainsi il apparaît nécessaire de développer des modèles plus élaborés permettant de calculer théoriquement les champs électriques dans la région F en tenant compte d'éventuelles dissymétries.

Par ailleurs, il semble important d'obtenir une mesure expérimentale directe de ces champs électriques et de leur variation diurne et saisonnière. Une telle mesure sera possible dans quelques mois grâce au développement du sondeur à diffusion actuel; l'adjonction de deux nouvelles stations permettra en effet de mesurer les trois composantes du mouvement des ions. De la valeur de la composante de vitesse perpendiculaire à la direction du champ magnétique on pourra alors déduire la valeur de ce champ électrique.

C) Perspectives.

Dans cette étude on a obtenu une description et une interprétation de la plupart des résultats expérimentaux obtenus. Cependant plusieurs points ont été volontairement peu développés ou même ignorés. Parmi ceux-ci on peut citer :

- les phénomènes de courte période dont l'interprétation en terme d'onde de gravité semble maintenant acquise;

- la variation en fonction de l'altitude de la vitesse des ions et des neutres;

- la possibilité d'utiliser les vitesses ioniques observées pour expliquer le comportement de l'ionisation pendant la nuit;

- le comportement des vitesses observées au-dessous de 200 km d'altitude;

- les implications aéronomiques des résultats concernant les taux de production et de recombinaison.

Ces diverses questions ont fait ou font actuellement l'objet d'études plus approfondies permettant d'améliorer notre connaissance de la dynamique de l'ionosphère et de la thermosphère.

REMERCIEMENTS

Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude envers Messieurs Delloue et Storey pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et pour ce que je dois à l'enseignement de la géophysique externe auquel ils ont participé; à Monsieur Petit qui pendant plusieurs années a été l'animateur inlassable de l'équipe "sondeur" ; à Monsieur Rishbeth qui m'a plusieurs fois fourni des conseils et des idées théoriques de grande valeur.

Je remercie Monsieur le Directeur du C.N.E.T. et Monsieur l'Ingénieur Général Thué de m'avoir accueilli dans cet organisme, ainsi que Messieurs Reyssat et du Castel pour le climat dynamique et le soutien efficace instauré autour de mon travail. J'ai trouvé auprès de mes collègues du département, en particulier Messieurs Vila, Taieb et Testud les conseils et l'aide les plus efficaces.

Ma contribution personnelle à l'équipe sondeur, résumée dans ce travail, n'est qu'une faible fraction de l'effort continu déployé depuis plus de cinq ans à la réalisation, au fonctionnement et à l'exploitation de l'équipement. Ayant été intégré à l'équipe en 1967, alors que les premiers résultats étaient déjà obtenus depuis longtemps, je tiens à exprimer aux quelques vingt-cinq personnes de l'équipe et particulièrement Messieurs Waldteufel, Lejeune, Carru et Bauer ma profonde reconnaissance.

Cette reconnaissance s'adresse aussi à tous ceux qui, au C.N.E.T. - je pense notamment au département de calcul -, à Nançay et ailleurs ont contribué aux diverses tâches de réalisation et d'exploitation de l'équipement.

Je remercie les nombreuses personnes qui m'ont aidé dans les diverses tâches de préparation et de présentation de ce document.

Le sondeur à diffusion a été construit au C.N.E.T. sur crédits du C.N.E.S. et son fonctionnement est assuré par le C.N.R.S. La construction actuelle des nouvelles stations est financée par l'I.N.A.G. et soutenue par la D.R.M.E. J'ai bénéficié successivement d'une bourse de recherches du C.N.E.S. puis d'un poste d'attaché de recherche du C.N.R.S.

BIBLIOGRAPHIE

Armstrong E.B.

"Doppler shifts in the wavelength of the OI 6300 line of the night airglow"

Planet. Space Sci., 17, 957, (1969)

Bailey G.J., R.J. Moffett, H. Rishbeth

"Solution of the coupled ion and neutral air equations of the mid-latitude F layer"

J. Atmosph. Terr. Phys., 31, 253, (1969)

Bailey G.J., R.J. Moffett

"Field aligned plasma velocities in the F2 region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 32, 417, (1970)

Bousquet C., G. Vasseur

"Etudes des vitesses ioniques mesurées de nuit dans la région F"

C.R. Acad. Sc. Paris, 265, 1069, (1967)

Blamont J.E., J.M. Luton

"OGO VI direct measurements and monitoring of temperature of the neutral atmosphere from 200 to 350 km of altitude : the magnetic storm of September October 1969"

Communication au COSPAR 1970 Leningrad, (1970)

A paraître dans J. Géophys. Res.

Bauer P., P. Waldteufel, D. Alcaydé

"Diurnal variation of the atomic oxygen density and temperature determined from incoherent scatter measurements in the ionospheric F region"

J. Geophys. Res., 75, 4825, (1970)

Carru H., F. du Castel, M. Petit, P. Waldteufel

"Le sondeur ionosphérique du C.N.E.T."

L'Onde électrique, 46, 1, (1966)

Carru H., F. du Castel, P. Waldteufel

"Mise en évidence de mouvements dans l'ionosphère au moyen de la diffusion incohérente"

C.R. Acad. Sci. Paris, 264, 560, (1967)

Carru H., M. Petit, G. Vasseur, P. Waldteufel

"Résultats ionosphériques obtenus par diffusion de Thomson (1966-67)"

Ann. Géophys., 23, 455, (1967)

Carru H., P. Waldteufel

"Etude par diffusion de Thomson des variations de la température exosphérique"

Ann. Géophys., 25, 485, (1969)

Challinor R.A.

"Neutral air winds in the ionospheric F region for an asymmetric global pressure system"

Planet. Space Sci., 17, 1097, (1969)

Crank J., Nicholson P.

"A practical method for numerical evaluation of solution of partial differential equation of the heat conduction type"

Proc. Cambridge Phil. Soc., 43, 50, (1947)

Dalgarno A.

"Ambipolar diffusion in the F region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 26, 939, (1964)

Dalgarno A., F.S. Smith

"The thermal conductivity and viscosity of atomic oxygen"

Planet. Space Sci., 9, 1, (1962)

Dougherty J.P., D.T. Farley

"A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma"

Proc. Roy. Soc., A259, 79, (1960)

Dougherty J.P.

"On the influence of horizontal motion of the neutral air
on the diffusion of the F region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 20, 1967, (1961)

Evans J.V., R.A. Brockelman, R.F. Julian, W.A. Reid, L.A Carpenter

"Determination of F-region vertical drifts at Millstone Hill"

Radio Science, 5, 27, (1970)

Fejer J.

"Scattering of radiowaves by an ionized gas in thermal equilibrium"

Can. J. Phys., 38, 1114, (1960)

Geisler J.E.

"Atmospheric winds in the middle latitude F region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 28, 703, (1966)

Geisler J.E.

"A numerical study of the wind system in the middle thermosphere"

J. Atmosph. Terr. Phys., 29, 1469, (1967)

Haerendel G., R. Lust, E. Rieger

"Motion of artificial ion clouds in the upper atmosphere"

Planet. Space Sci., 15, 1, (1967)

Hanson W.B., T.N.L. Patterson,

"The maintenance of the night time F layer"

Planet. Space Sci., 12, 979, (1964)

Jacchia L.G.

"Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical
temperature profiles"

Smithsonian Contribution to Astrophys., 215, (1965)

Jacchia L.G., J. Slowey

"The shape and location of the diurnal bulge in the upper
atmosphere"

p.1077 in Space Research VII, North Holland Publishing
company, Amsterdam, (1967).

Kohl H., J.W. King

"Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere"

J. Atmosph. Terr. Phys., 29, 1045, (1967)

Kohl H., J.W. King, D. Eccles

"Some effects of neutral winds on the ionospheric F layer"

J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 1735, (1968)

King Hele D.G., D.W. Scott

"A revaluation of the rotational speed of the upper atmosphere"

Planet Space Sci., 14, 1339, (1966)

Lamb G.L.

"The scattering of electromagnetic waves by a non equilibrium plasma"

Los Alamos Sci. Lab., Los Alamos, N. Mex., Rept. LA 2715 (1962)

Lindzen R.S.

"Reconsideration of the diurnal velocity oscillation in the thermosphere"

J. Geophys. Res., 72, 1591, (1967)

Maeda H.

"World wide pattern of ionisation drifts in the ionospheric F-region"

p. 187 in Proc. Conf. Ionosphere, Londres. The Institute of Physics and the Phys. Soc. Edit. Londres, (1963)

Matsushita S.

"Dynamo currents, winds and electric fields"

Radio Science, 4, 771, (1969)

Mitra S.N.

"A radio method of measuring winds in the ionosphere"

Proc.I.E.E., 96, 441 (1949)

Petit M.

"Mesures de températures, de densité électronique et de composition ionique dans l'ionosphère par diffusion de Thomson; étude du déséquilibre thermodynamique dans l'ionosphère diurne"

Ann. Géophys. 24, 1, (1968)

Rishbeth H., D.W. Barron

"Equilibrium electron distribution in the ionospheric F2 layer"

J. Atmosph. Terr. Phys., 18, 234, (1960)

Rishbeth H.

"The effect of winds on the ionospheric F2 peak"

J. Atmosph. Terr. Phys., 29, 225, (1967)

Rishbeth H., O.K. Garriot

"Introduction to ionospheric physics"

Academic press Edit. Londres, (1969)

Rishbeth H.

"Field aligned plasma velocity in the F region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 32, 413, (1970)

Salpeter E.E.

"Electron density fluctuations in a plasma"

Phys. Rev., 120, 1528, (1960)

Stubbe P.

"Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases"

J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 1965, (1968)

Stubbe P.

"Simultaneous solution of the time dependant coupled continuity equations, heat conduction equations, and equations of motion for a system consisting of neutral gas, an electron gas, and a four component ion gas"

J. Atmosph. Terr. Phys., 32, 865, (1970)

Stubbe P., S. Chandra

"The effect of electric fields on the F region behaviour as compared with neutral winds effects"

A paraître dans J. Atmosph. Terr. Phys., (1970)

Testud J., G. Vasseur (JT GV4)

"Ondes de gravité dans la thermosphère"

Ann. Géophys., 25, (1969)

Thomas L.

"Electron density distributions in the daytime F2 layer and their dependance on the neutral gas, ion and electron temperatures"

J. Geophys. Res., 71, 1357, (1966)

Vasseur G., P. Waldteufel (GV PW1)

"Etude par diffusion de Thomson de la production et de la recombinaison dans l'ionosphère diurne"

J. Atmosph. Terr. Phys., 30, 779, (1968)

Vasseur G., P. Waldteufel

"Thomson scatter observation of a gravity wave in the ionospheric F-region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 31, 885, (1969)

Vasseur G. (GV 2)

"Dynamics of the F region observed with Thomson scatter
I - Atmospheric circulation and neutral winds"

J. Atmosph. Terr. Phys., 31, 397, (1969a)

Vasseur G. (GV 5)

"Vents dans la thermosphère déduits des mesures par diffusion de Thomson"

Ann. Géophys., 25, 517, (1969b)

Vasseur G. (GV 3)

"Dynamics of the F region observed with Thomson scatter;
II - Influence of neutral winds on the ionospheric F region"

J. Atmosph. Terr. Phys., 32, 775, (1970)

Waldteufel P.

"Une étude par diffusion incohérente de la haute atmosphère neutre"

Thèse de Doc. d'Etat présentée à la Fac. des Sci. de Paris
le 7 avril 1970

Woodman R.F., T. Hagfors

"Method for the measurement of vertical ionospheric motions
near the magnetic equator by incoherent scattering"

J. Geophys. Res., 74, 1205, (1969)

Yeh C.K., B.J. Flaherty, H.R. Cho

"Study of the ionosphere at geomagnetically conjugate stations"

Univ. of Illinois; Technical Report N° 37
Ref. AFCRL 69-0419 (1969)

Yonezawa T.

"A new theory of formation of the F2 layer"

J. Rad. Res. Lab., 11, 1, (1956)

A N N E X E I

EQUATIONS DU MOUVEMENT DE L'IONISATION.

Les hypothèses du chapitre III A nous conduisent à écrire les équations du mouvement des électrons et des ions sous la forme :

$$(1) \quad \begin{cases} 0 = Nm_e g - Nq (\underline{E} + \underline{V}_e \times \underline{B}) + Nm_e v_{en} (\underline{V}_n - \underline{V}_e) - \underline{\nabla} p_e \\ 0 = Nm_i g + Nq (\underline{E} + \underline{V}_i \times \underline{B}) + Nm_i v_{in} (\underline{V}_n - \underline{V}_i) - \underline{\nabla} p_i \end{cases}$$

Dans ces équations on a tenu compte de la quasi neutralité du milieu en écrivant :

$$(2) \quad N_i = N_e = N$$

De plus, afin de simplifier la résolution on a négligé les collisions électrons-ions. On verra par la suite que cette hypothèse est justifiée.

Les équations (1) peuvent s'écrire sous la forme :

$$(3) \quad \begin{cases} m_e v_{en} \underline{V}_e + q (\underline{V}_e \times \underline{B}) = \underline{F}_e \\ m_i v_{in} \underline{V}_i - q (\underline{V}_i \times \underline{B}) = \underline{F}_i \end{cases}$$

où $\underline{F}_e$ et $\underline{F}_i$ sont des forces par particules :

$$(4) \quad \begin{cases} \underline{F}_e = m_e g - q \underline{E} + m_e v_{en} \underline{V}_n - \frac{\underline{\nabla} p_n}{N} \\ \underline{F}_i = m_i g + q \underline{E} + m_i v_{in} \underline{V}_n - \frac{\underline{\nabla} p_i}{N} \end{cases}$$

La résolution des équations (3) en $\underline{V}_e$ et $\underline{V}_i$ permet d'écrire :

$$(5) \quad \begin{aligned} \underline{V}_e &= \frac{1}{m_e \nu_{en}} \frac{(\underline{F}_e \cdot \underline{B})\underline{B}}{B^2} - \frac{\nu_{en}}{m_e (\nu_{en}^2 + \omega_e^2)} \frac{(\underline{F}_e \times \underline{B}) \times \underline{B}}{B^2} - \frac{\omega_e}{m_e (\nu_{en}^2 + \omega_e^2)} \frac{\underline{F}_e \times \underline{B}}{B} \\ \underline{V}_i &= \frac{1}{m_i \nu_{in}} \frac{(\underline{F}_i \cdot \underline{B})\underline{B}}{B^2} - \frac{\nu_{in}}{m_i (\nu_{in}^2 + \omega_i^2)} \frac{(\underline{F}_i \times \underline{B}) \times \underline{B}}{B^2} + \frac{\omega_i}{m_i (\nu_{in}^2 + \omega_i^2)} \frac{\underline{F}_i \times \underline{B}}{B} \end{aligned}$$

Ces équations sont valables en toute généralité dans l'ionosphère compte tenu des hypothèses de départ (On retrouve alors la définition des mobilités des particules ionisées dans les diverses directions).

Si de plus on suppose, ce qui est le cas dans la région F, que les fréquences de collisions sont très inférieures aux gyrofréquences ω_e et ω_i (équation (2) du chapitre III), les expressions (5) se réduisent à :

$$(6) \quad \begin{aligned} \underline{V}_e &= \frac{1}{m_e \nu_{en}} \frac{(\underline{F}_e \cdot \underline{B})\underline{B}}{B^2} - \frac{1}{m_e \omega_e} \frac{\underline{F}_e \times \underline{B}}{B} \\ \underline{V}_i &= \frac{1}{m_i \nu_{in}} \frac{(\underline{F}_i \cdot \underline{B})\underline{B}}{B^2} + \frac{1}{m_i \omega_i} \frac{\underline{F}_i \times \underline{B}}{B} \end{aligned}$$

Ainsi une force s'exerçant parallèlement au champ magnétique peut entraîner les ions et les électrons dans la direction de $\underline{B}$ et dans le même sens que la force. Par contre, une force perpendiculaire à $\underline{B}$ se traduit par une dérive dans une direction à la fois perpendiculaire à $\underline{B}$ et à $\underline{F}$ et de sens opposé pour les électrons et pour les ions. On va maintenant examiner plus en détail la valeur de $\underline{V}_e$ et $\underline{V}_i$ dans ces deux directions.

i) Mouvement perpendiculaire au champ magnétique.

Dans la direction perpendiculaire à $\underline{B}$ les équations (6) permettent d'écrire, en introduisant la valeur de F_e et F_i :

$$(7) \quad \begin{aligned} \left(\begin{aligned} \underline{V}_{e\perp} &= \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{B^2} - \frac{v_{en}}{\omega_e} \frac{\underline{V}_n \times \underline{B}}{B} - \frac{\left[m_e \underline{g} - \frac{\nabla p_e}{N} \right] \times \underline{B}}{qB^2} \end{aligned} \right. \\ \left. \begin{aligned} \underline{V}_{i\perp} &= \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{B^2} + \frac{v_{in}}{\omega_i} \frac{\underline{V}_n \times \underline{B}}{B} + \frac{\left[m_i \underline{g} - \frac{\nabla p_i}{N} \right] \times \underline{B}}{qB^2} \end{aligned} \right) \end{aligned}$$

On voit donc que les vitesses sont différentes pour les électrons et pour les ions. Ainsi la présence du vent neutre induit un déplacement en sens inverse pour les électrons et pour les ions. Cependant la vitesse ainsi engendrée est de l'ordre de $V_n \cdot v / \omega$. Or le rapport v / ω étant très faible devant l'unité à la fois pour les électrons et pour les ions, on en déduit que la vitesse des électrons et des ions ainsi créée est beaucoup plus petite que V_n . Pratiquement elle ne dépasse pas quelques dizaines de cm.s^{-1} .

De même les effets de la gravité et de la pression partielle (dernier terme dans les équations (7)), se traduisent par une dérive en sens opposé des électrons et des ions, dérive qui ne dépasse pas quelque cm.s^{-1} pour l'effet de la gravité et qui a le même ordre de grandeur pour l'effet ∇p .

Ainsi les forces autres que le champ électrique engendrent de faibles courants dans la direction perpendiculaire à $\underline{B}$.

Par contre, un champ électrique perpendiculaire à $\underline{B}$ induit une dérive identique pour les électrons et pour les ions et on a donc :

$$(8) \quad \underline{V}_{e\perp} \approx \underline{V}_{i\perp} \approx \frac{\underline{E} \times \underline{B}}{B^2}$$

ii) Mouvement parallèle au champ magnétique.

Dans la région F de l'ionosphère, à moyenne et basse latitude, on fait généralement l'hypothèse que les courants qui circulent parallèlement à $\underline{B}$ sont faibles. En effet, un tel courant aurait, du fait de la très grande conductivité parallèlement à $\underline{B}$ et de sa prédominance par rapport aux conductivités perpendiculaires, une intensité pratiquement indépendante de la position le long de cette ligne de force; il circulerait donc d'un hémisphère à l'autre. Si l'on suppose une symétrie parfaite entre les deux hémisphères par rapport à l'équateur magnétique, le courant parallèle à $\underline{B}$ doit s'annuler dans la région F, ou du moins être très faible.

On doit donc avoir :

(9) $V_{e//} = V_{i//}$ (si l'on fixe une borne supérieure raisonnable à $J_{//}$ la dérive différentielle $|V_{e//} - V_{i//}|$ ne doit pas dépasser 1 ms^{-1} , (cf. GV2 p. 408).

En utilisant les expressions (4) on trouve alors :

$$(10) \quad V_{e//} \approx V_{i//} \approx V_{n//} + \frac{1}{(m_e v_{en} + m_i v_{in})} \left[(m_i + m_e) g_{//} - \frac{\nabla_{//}(p_e + p_i)}{N} \right]$$

Si l'on tient compte du sens de g et du fait que $m_e \ll m_i$ et $m_e v_{en} \ll m_i v_{in}$ (voir table I du chap. III) on trouve alors :

$$(11) \quad V_{e//} \approx V_{i//} \approx V_{n//} - \frac{2KT_i}{m_i v_{in}} \left[\frac{m_i g \sin I}{2KT_i} + \frac{\nabla_{//}(p_e + p_i)}{2KNT_i} \right]$$

Dans cette équation le premier terme du membre de droite $V_{n//}$ représente l'entraînement par l'atmosphère neutre. Le second terme résulte de l'effet de la diffusion ambipolaire. On appelle coefficient de diffusion ambipolaire l'expression :

$$(12) \quad D_a = \frac{2KT_i}{m_i v_{in}}$$

Dans le phénomène de diffusion ambipolaire, il y a apparition d'un champ électrique parallèle $E_{//}$ de charge d'espace donné par :

$$(13) \quad E_{//} \approx - \frac{\nabla_{//} p_e}{Nq}$$

Les résultats obtenus ici justifient a posteriori l'hypothèse que les termes de friction électrons-ions sont négligeables : ceci est dû au fait que la dérive différentielle des électrons et des ions - donc les courants - est beaucoup plus faible que les mouvements d'ensemble du plasma. Le terme de friction électrons-ions devient alors négligeable.

A N N E X E 2

EQUATION DE CONTINUITE DE L'IONISATION

1) Ecriture de l'équation de continuité de l'ionisation

On écrit pour l'ionisation l'équation de continuité sous la forme :

$$(1) \quad \frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \underline{\nabla} \cdot (N \underline{V})$$

q étant le taux de production ionique

L étant le taux de recombinaison ionique

Dans la région F au-dessus de 225 km, on peut faire les hypothèses suivantes :

i) les ions sont produits par la photoionisation des atomes d'oxygène. Dans ces conditions q est donné par :

$$(2) \quad q \propto [O] \exp (-\tau)$$

τ étant l'épaisseur optique de l'atmosphère dans la direction d'incidence du rayonnement solaire.

ii) la recombinaison chimique est due à un processus d'échange de charge entre les ions O^+ et les molécules M_2 (O_2 ou N_2) pour donner lieu à des ions MO^+ à faible durée de vie. On a alors :

$$(3) \quad L = \beta N \propto [M_2] \cdot N$$

iii) seuls les gradients verticaux sont à considérer et la divergence du flux se réduit à :

$$(4) \quad \underline{\nabla} \cdot (N \underline{V}) = \frac{\partial (N V_z)}{\partial z}$$

où (voir annexe 1) :

$$(5) \quad V_z = W_n + W_E - D'_a \left[\frac{m_i g}{2KT_i} + \frac{\partial (N (T_e + T_i))}{2T_i N \partial z} \right]$$

W_n désigne la composante verticale due à l'entraînement par le vent neutre ($V_n \sin I$).

W_E désigne la composante verticale due à la dérive Hall engendrée par le champ électrique.

D'_a est le coefficient de diffusion ambipolaire vertical :

$$(6) \quad D'_a = \frac{2KT_i \sin^2 I}{m_i v_{in}}$$

où v_{in} est proportionnel à la concentration de l'atmosphère neutre, c'est-à-dire dans la région F à la concentration d'oxygène atomique qui est le constituant majoritaire.

2) Modèles simplifiés à l'équilibre

L'équation (1) est une équation aux dérivées partielles en N que l'on peut résoudre numériquement. Pendant le jour on peut chercher des solutions d'équilibre qui permettent une discussion de l'importance relative des divers processus. Des solutions ont été trouvées par YONEZAWA (1958), RISHBETH et BARRON (1960).

En général q est supposée du type fonction Chapman, $D_a \propto \exp(z/H)$ et $\beta \propto \exp(-r z/H)$ où H désigne l'échelle de hauteur de l'oxygène. (r est un coefficient égal à 1,0 si β varie comme [O], 1,75 pour $[N_2]$ et 2,0 pour $[O_2]$).

A l'équilibre thermodynamique l'équation (5) devient :

$$(7) \quad V_z = W_n + W_E - D'_a \left[\frac{\partial N}{N \partial z} + \frac{1}{2H} \right]$$

et l'équation de continuité peut s'écrire :

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} 0 = q_0 \left[1 - \frac{z}{H} - \exp \left[-\frac{z}{H} \right] \right] - \beta_0 \exp \left[-\frac{rz}{H} \right] \\ - D'_{a_0} \exp \left[\frac{z}{H} \right] \left[\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{3}{2H} \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{N}{2H^2} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[N (W_n + W_E) \right] \end{array} \right.$$

On impose à la solution de correspondre à un flux d'ionisation nul (ou fixé) à l'infini. Les caractéristiques principales de la solution sont les suivantes :

i) Si $W_E + W_n = 0$ le maximum de densité électronique intervient à l'altitude z_m où :

$$(9) \quad \beta(z_m) \sim \frac{D'_a(z_m)}{H^2}$$

et la densité maximum N_m est :

$$(10) \quad N(z_m) \sim \frac{q(z_m)}{\beta(z_m)}$$

Les coefficients de proportionnalité entre les membres de droite et de gauche de (9) et (10) sont voisins de 1.

ii) à haute altitude l'ionisation a une distribution du type :

$$(11) \quad N \propto \exp(-z/2H)$$

Ceci signifie qu'à haute altitude on se rapproche de l'équilibre diffusif.

iii) L'action d'un vent neutre constant avec l'altitude se traduisant par une dérive W_n et/ou celle d'un champ électrique se traduisant par une dérive verticale W_E sont identiques. Leur effet est de déplacer la hauteur du maximum d'une valeur Δz_m :

$$(12) \quad \Delta z_m \sim \frac{(W_n + W_E) H}{D'_a(z_m)}$$

et de modifier également la densité maximale qui est encore donnée par (10). Le coefficient entre les deux membres de (12) est voisin de l'unité; cette relation n'est valable que pour les petits mouvements ($\Delta z_m < H$). Pendant la nuit, il est possible de trouver des solutions de l'équation dépendant du temps (HANSON et PATTERSON). Ces solutions correspondent à une décroissance de la densité mais les relations approchées (9), (10) et (12) sont toujours valables.

3) Conséquences pour la vitesse ionique

Le modèle précédent permet un calcul de la densité électronique. En reportant dans l'équation (5) on peut alors trouver la valeur correspondante de la vitesse ionique. On va chercher une relation du type de celles du § 2 valable à l'altitude du maximum.

Lorsque $W_n + W_E = 0$ la vitesse de l'ionisation à l'altitude du maximum est donnée par (équat. (7)):

$$(13) \quad V_z = - \frac{D'_a(z_m)}{2H}$$

En utilisant la relation (9) on voit alors que :

$$(14) \quad \beta(z_m) \cdot H \sim \frac{D'_a(z_m)}{H} = - 2 V_z$$

Cette expression peut se généraliser pour tenir compte de la présence d'une dérive $W_n + W_E$ non nulle. La figure 9 illustre schématiquement le comportement de l'ionisation sous l'action d'une dérive $(W_n + W_E) = \pm V_o$, où V_o est la valeur absolue de la vitesse ionique en l'absence de dérive $W_n + W_E$ ($V_o = D'_a(z_{mo})/2H$). Sur cette figure on a détaillé l'action de W_n seul et de W_E seul.

Si $W_n + W_E = + V_o$, le maximum de densité est déplacé vers le haut de $\Delta z_m \sim H/2$; à cause de la variation de D_a avec l'altitude la vitesse de diffusion croît et l'on a alors :

$$(15) \quad V_z \sim V_o - \frac{D'_a(z_{mo} + H/2)}{2H} \sim - \frac{V_o}{2}$$

Si $W_n + W_E = - V_o$, la couche est déplacée vers le bas de $\Delta z_m \sim - H/2$ et le même raisonnement nous conduit à :

$$(16) \quad V_z \sim V_o - \frac{D'_a(z_{mo} - H/2)}{2H} \sim - \frac{3V_o}{2}$$

La valeur de $|V_z|$ diminue avec l'altitude du maximum z_m (altitude fixée par la valeur de $W_n + W_E$) suivant une loi voisine de celle de $\beta(z_m)$

On peut donc écrire :

$$(17) \quad \beta(z_m) \cdot H \sim -\alpha V_z$$

α est un facteur de l'ordre de l'unité

Des calculs similaires sur un modèle simple d'ionosphère de nuit ont conduit RISHBETH (1970) à une relation analogue.

Ces considérations simples ont été étayées par plusieurs calculs théoriques, consistant à résoudre l'équation de continuité avec un modèle réaliste. Pour l'ionosphère de jour on a pu vérifier la relation (17) avec, pour le facteur α , une valeur comprise en 1.0 et 1.4 suivant la valeur de W_n (entre 40 et - 80 ms⁻¹).

A N N E X E 3

RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DU MOUVEMENT DE L'ATMOSPHERE NEUTRE.

1) Les équations du mouvement de l'atmosphère neutre.

D'après l'équation III, (27), la vitesse $\underline{V}_n$ de l'atmosphère neutre satisfait à l'équation :

$$(1) \quad \frac{\partial \underline{V}_n}{\partial t} + (\underline{V}_n \cdot \underline{\nabla}) \underline{V}_n = - 2 \underline{\Omega} \times \underline{V}_n - \frac{\underline{\nabla} p_n}{\rho_n} + \frac{\mu}{\rho} \underline{\nabla}^2 \underline{V}_n + \frac{\rho_i v_{in}}{\rho_n} \left[\underline{V}_i - \underline{V}_n \right]$$

Si l'on suppose que les variations spatiales de $\underline{V}_n$ sont plus importantes dans la direction verticale que dans la direction horizontale, seules les dérivées relatives à l'axe vertical interviennent. De plus, on néglige le terme non-linéaire $(\underline{V}_n \cdot \underline{\nabla}) \underline{V}_n$ dont l'importance paraît faible (BAILEY et col., 1969). Dans les directions Est-Ouest (axe x) et Nord-Sud (axe y), l'équation (1) devient :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V_{nx}}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_n} \frac{\partial^2 V_{nx}}{\partial z^2} - 2 \Omega \sin \phi V_{ny} + \frac{Nm_i v_{in}}{\rho_n} (V_{ix} - V_{nx}) - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial p_n}{\partial x} \\ \frac{\partial V_{ny}}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho_n} \frac{\partial^2 V_{ny}}{\partial z^2} + 2 \Omega \sin \phi V_{nx} + \frac{Nm_i v_{in}}{\rho_n} (V_{iy} - V_{ny}) - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial p_n}{\partial y} \end{array} \right.$$

où ϕ représente la latitude géographique.

2) Valeur des divers coefficients.

La valeur de la densité atmosphérique ρ et celle du gradient horizontal de pression $\underline{\nabla} p_n$ sont déduites du modèle d'atmosphère neutre de JACCHIA et SLOWEY (1967). La figure 11a illustre pour ce modèle les courbes d'égale température exosphérique qui peuvent aussi être considérées comme des courbes d'égale pression.

Le paramètre μ est choisi égal à $4,2 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond au coefficient de viscosité cinématique de l'oxygène atomique pour une température voisine de 1000° K (DALGARNO et SMITH, 1962). La fréquence de collision est donnée par l'expression du chapitre III, en tenant compte des densités mesurées par le sondeur à diffusion incohérente.

En l'absence de champs électriques perpendiculaires à $\underline{B}$, la vitesse des ions est parallèle à $\underline{B}$. Si l'on confond les méridiens géographique et géomagnétique qui sont très proches, on a alors :

$$(3) \quad \begin{pmatrix} V_{ix} = 0 \\ V_{iy} = V_{//} \cos I, \end{pmatrix}$$

et on peut déduire $V_{//}$ des mesures du sondeur à diffusion.

S'il existe un champ électrique perpendiculaire à $\underline{B}$ on doit tenir compte de la présence d'une vitesse $V_{\perp}$ perpendiculaire à $\underline{B}$ dont la composante horizontale doit être ajoutée à la vitesse précédente (figure 11b). On a alors :

$$(4) \quad \begin{pmatrix} V_{ix} = V_{\perp x} \\ V_{iy} = V_{\perp y} + V_{//} \cos I \end{pmatrix}$$

Les mesures du sondeur à diffusion de Saint-Santin-Nançay ne permettent pas une évaluation de $V_{\perp x}$ et $V_{\perp y}$. Aussi a-t-on considéré deux hypothèses :

- i) $E_{\perp} = 0$ et la vitesse horizontale des ions est donnée par (3);
- ii) $E_{\perp} \neq 0$; on a alors utilisé les valeurs de $V_{\perp x}$ et $V_{\perp y}$ données par MAEDA (1963) à partir de considérations théoriques utilisant la théorie dynamo (figure 11c).

3) Méthode de résolution numérique; conditions aux limites.

Les équations (2) constituent un système d'équations aux dérivées partielles en z et t qui a été résolu numériquement par une méthode implicite (CRANK et NICHOLSON, 1947) avec un pas en altitude de 2.5 km et un pas en temps de 20 mn. A partir de conditions initiales arbitraires, le calcul est poursuivi jusqu'à ce qu'on obtienne une solution périodique et de période 24 heures. Les conditions aux limites sont choisies de la façon suivante :

- i) condition à haute altitude. A haute altitude, la viscosité devient un processus dominant, et d'après (2), la vitesse $\underline{V}_n$ satisfait à :

$$(5) \quad \frac{\partial \underline{V}_n}{\partial z} = \underline{C}$$

Par ailleurs cette constante doit être nulle sinon $\underline{V}_n$ croît indéfiniment avec l'altitude. Cette condition à la limite supérieure a été appliquée successivement à plusieurs altitudes; il est alors apparu que l'on obtient une solution raisonnable si on l'applique pour $z = 500$ km.

ii) condition à basse altitude. A basse altitude on doit se fixer la valeur de $\underline{V}_n$. On a choisi d'imposer $\underline{V}_n = 0$ à l'altitude 120 km. Si l'on fait d'autres hypothèses sur la valeur de $\underline{V}_n$ à cette altitude on constate que, dans la région F, la valeur de $\underline{V}_n$ obtenue dépend très peu de cette condition à la limite.

En prenant comme condition initiale la valeur de $\underline{V}_n$ à midi déduite de la résolution des équations d'équilibre, on constate que la solution trouvée converge - c'est-à-dire devient périodique - si l'on continue le processus d'intégration pendant environ 36 heures. Avec le calculateur BGE 635 du C.N.E.T. 20 minutes de calcul environ sont nécessaires pour obtenir cette solution complète.

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1

a) effet d'une dérive d'ensemble des électrons et des ions sur le spectre de puissance du signal diffusé (partie ionique). La valeur de la vitesse, dans la direction du vecteur $\underline{k}$, est exprimée par rapport à la vitesse thermique des ions V_{Ti} .

b) effet d'une dérive différentielle des électrons et des ions, les ions étant au repos. La valeur de la vitesse des électrons est exprimée par rapport à la vitesse thermique des électrons V_{Te} .

Figure 2

a) géométrie de l'ensemble émetteur récepteur de Saint Santin-Nançay en coupe méridienne.

b) comparaison de la direction du vecteur $\underline{k}$ à celle du champ magnétique terrestre.

Figure 3

Valeur en ms^{-1} des vitesses V observées les 29 et 30 juillet 1969 en fonction de l'altitude et du temps. Les traits épais représentent les contours approximatifs de même vitesse (tous les 10 ms^{-1}) obtenus par interpolation des valeurs observées.

Figure 4

Variation diurne des vitesses V lissées dans la région F. Chaque point et sa barre d'erreur représentent une moyenne glissante obtenue entre 225 et 350 km d'altitude et pendant une période d'une heure autour du temps indiqué. Les deux courbes supérieures correspondent à des jours calmes d'hiver et d'été; la courbe inférieure est un exemple des résultats obtenus pendant un jour magnétiquement agité.

Figure 5

Deux exemples de variation temporelle de la vitesse V pour plusieurs altitudes :

a) le 27 mai 1969 au moment du lever du soleil; le lever du soleil au sol est représenté par une flèche.

b) le 07 février 1969 au moment du coucher du soleil; l'instant du coucher est aussi représenté par une flèche.

Figure 6

Récapitulation des résultats de l'analyse harmonique en fonction de la période de l'année. Pour chacune des campagnes d'observations de 1967 à 1969 on a porté :

-- à droite les amplitudes des composantes continues (A_{∞}) de période 24 heures (A_{24}) et de période 12 heures (A_{12}).

-- à gauche les heures du maximum de la composante de période 24 heures (ϕ_{24}) et d'un maximum de la composante de période 12 heures (ϕ_{12}).

Les barres verticales représentent les erreurs moyennes sur chacune de ces quantités.

Figure 7

En fonction du temps (jours de février 1969) sont portés :

-- en haut la composante continue ou lentement variable de V calculée comme :

$$\frac{1}{24} \int_{t-12}^{t+12} V dt$$

-- en bas la valeur de l'indice géomagnétique planétaire K_p correspondante. Les points sont les valeurs trihoraires tirées de "Solar and Geophysical Data" et la courbe continue représente la moyenne sur 24 heures calculée comme précédemment.

Figure 8

Valeurs moyennes des vents obtenus de 1967 à 1969. Pour chacune des quatre saisons on a obtenu cinq variations diurnes correspondant à cinq gammes d'altitude dans la région F. Chaque point est une moyenne de toutes les valeurs de V mesurées dans cette gamme d'altitude pendant cette saison, dans un intervalle d'une heure autour du point considéré.

Figure 9

Effet sur l'ionosphère d'une dérive verticale due à un vent neutre (W_n) ou à un champ électrique (W_E). Pour schématiser on a considéré les cas suivants :

. cas A $W_E = 0; W_n = V_o, 0, -V_o$

. cas B $W_n = 0; W_E = V_o, 0, -V_o$

V_o désignant la valeur absolue de la vitesse de diffusion en l'absence de dérive pour $z = z_m$.

-- à gauche, effet sur le profil de densité électronique $N(z)$. Une dérive positive $W_n = V_o$ ou $W_E = V_o$ se traduit par une montée du maximum de la couche d'environ une demi échelle de hauteur du constituant ionisable. Une dérive négative se traduit par une descente de la couche de même valeur.

-- à droite, effet sur la vitesse ionique parallèle et perpendiculaire à $\underline{B}$ (noter que, dans cet exemple, $\underline{B}$ est incliné à 45° sur l'horizontale) ainsi que sur la projection de la vitesse parallèle à $\underline{B}$ sur la verticale V_z , et sur la vitesse ionique verticale totale V_z .

Dans le cas A où $W_E = 0$, on a alors $V_z = V$ et on constate que V_z diminue en même temps que l'altitude de la couche augmente.

Dans le cas B où $W_E \neq 0$, la relation entre V_z et l'altitude du maximum est encore vérifiée mais on a alors : $V_z \neq V$.

Figure 10

Evaluation de la vitesse méridionale de l'atmosphère neutre à partir des résultats du sondeur; de haut en bas :

- a) variation diurne de z_m altitude du maximum de N;
- b) variation diurne de $V(z)$ vitesse observée par le sondeur et de $W_d(z)$ vitesse de diffusion évaluée d'après les mesures de densité et de température;
- c) variation diurne de la vitesse horizontale V_n ainsi évaluée.

Ces résultats sont obtenus avec un exemple d'été (29-30 juillet 1969) et un exemple d'hiver (07-08 février 1969).

Figure 11

Eléments du calcul théorique de la vitesse d'atmosphère neutre :

- a) modèle de thermosphère d'après JACCHIA SLOWEY. Ce modèle correspond à une situation d'été. Les lignes de même température peuvent être considérées comme des lignes de même pression;
- b) composante horizontale de la vitesse ionique. En l'absence de champ électrique, la composante horizontale de la vitesse des ions est la projection horizontale de la vitesse parallèle à $\underline{B}$. S'il existe un champ électrique, la vitesse $\underline{V}_\perp$ engendrée par ce champ a une composante horizontale ($V_{\perp x}$, $V_{\perp y}$) que l'on doit ajouter à la précédente;
- c) variation diurne de $V_{\perp x}$ et $V_{\perp y}$ d'après MAEDA.

Figure 12

Pour les deux cas illustrés par la figure 10, cette figure permet une comparaison entre les vitesses neutres expérimentales et les vitesses neutres théoriques déduites de la résolution des équations du mouvement de l'atmosphère neutre. Plusieurs hypothèses ont été faites sur la valeur du gradient horizontal de pression caractérisé par le paramètre m . On considère soit la présence soit l'absence de champs électriques perpendiculaires.

Figure 13

Calcul de la production et de la recombinaison à partir des résultats expérimentaux :

- a) profil de concentration électronique en fonction de l'altitude obtenu le 07 février 1969 aux environs de midi;
- b) profil de NV correspondant (en l'absence de champ électrique NV représente le flux vertical d'ionisation);

- c) variation en altitude de $\partial(NV)/\partial z$ dérivée du flux précédent;
- d) variation en altitude de $\partial(NV)/\partial z$; cette fois la dérivée du flux est portée en échelle logarithmique; au-dessus de 300 km d'altitude, la variation de $\partial(NV)/\partial z$ est très proche de celle de $[O]$ (courbe en tiretés) et cette quantité représente la production ionique q . Au dessous de 300 km $\partial(NV)/\partial z < q$ et la différence entre la production et la dérivée du flux représente le taux de pertes chimiques L , tracé également sur cette figure;
- e) variation en fonction de l'altitude de L/N ; on a aussi représenté la variation en fonction de l'altitude de $[N_2]$ qui est parallèle à la variation de L/N .

Figure 14

Calcul des taux de production et de recombinaison à partir des résultats du sondeur à diffusion de 1967 à 1969. Les valeurs obtenues correspondent à une moyenne diurne. En fonction de l'époque de l'année on a porté :

- a) la valeur du coefficient de recombinaison à 225 km, $\beta(225)$
- b) la valeur du taux de production ionique à 225 km, $q(225)$
- c) la valeur du taux de production ionique à 400 km obtenu à partir des mesures au-dessus de 350 km, $q(400)$.

Figure 15

Variation diurne des coefficients de production et de recombinaison obtenus à 225 km :

- a) en fonction de l'époque de l'année on a porté la valeur du rapport $\beta(225)_{\text{matin}}/\beta(225)_{\text{après-midi}}$. On a aussi porté la valeur théorique déduite de CIRA de : $[N_2(225)]_{09.00}/[N_2(225)]_{15.00}$;
- b) variation du rapport $q(225)_{\text{matin}}/q(225)_{\text{après-midi}}$. La valeur théorique déduite de CIRA est celle de : $[O(225)]_{09.00}/[O(225)]_{15.00}$;
- c) variation en fonction de l'époque de l'année de l'amplitude de la variation diurne de la composante Est-Ouest du champ magnétique terrestre à Chambon en 1967.

Figure 16

Variation diurne de la vitesse verticale W_E due à un champ électrique. Pour chaque saison les points représentent les valeurs expérimentales de W_E , les courbes continues la valeur moyenne et les courbes en pointillé la valeur théorique de MAEDA (1963).

Figure 17

En projection méridienne (yOz), vitesse des ions et des neutres dans le cas idéal où l'atmosphère neutre est parfaitement entraînée par l'ionisation dans la direction horizontale:

- a) effet de la gravité (on s'est placé au maximum de concentration électronique z_m);
- b) effet d'un gradient méridien de pression neutre;
- c) effet d'un champ électrique E_x .

1a

EFFET D'UNE DERIVE
DES ELECTRONS ET DES IONS

$$v_{Ti} = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}}$$

1b

EFFET D'UNE DERIVE
DES ELECTRONS SEULS

$$v_{Te} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}$$

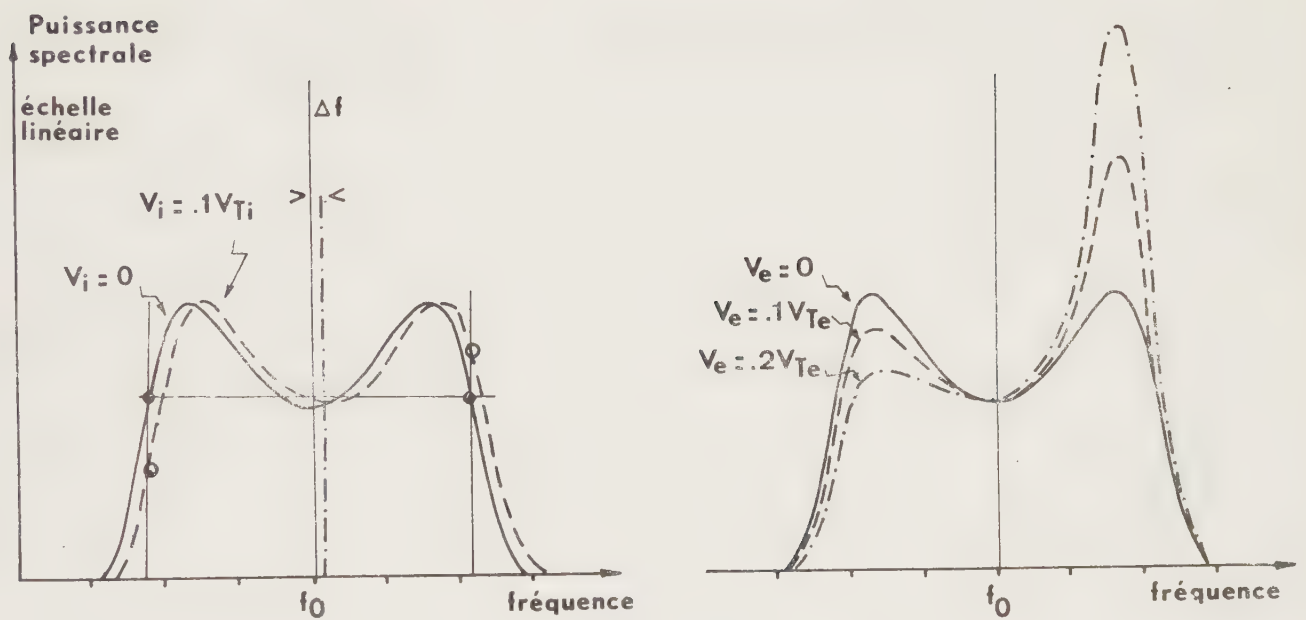


Figure 1

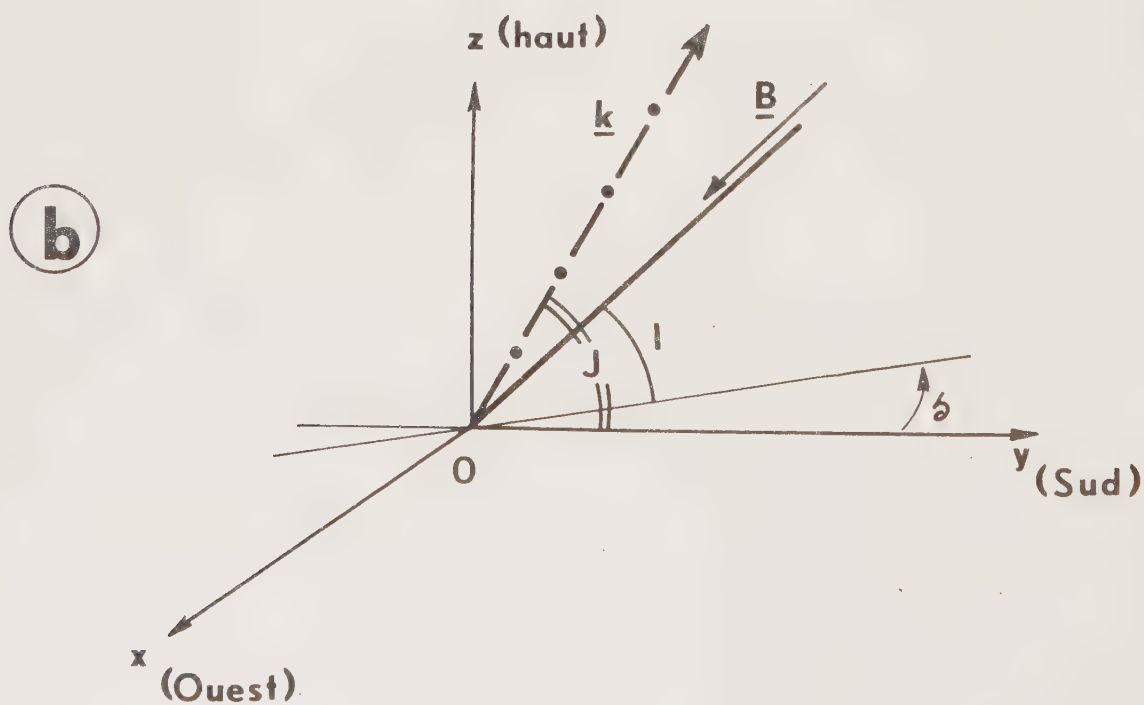
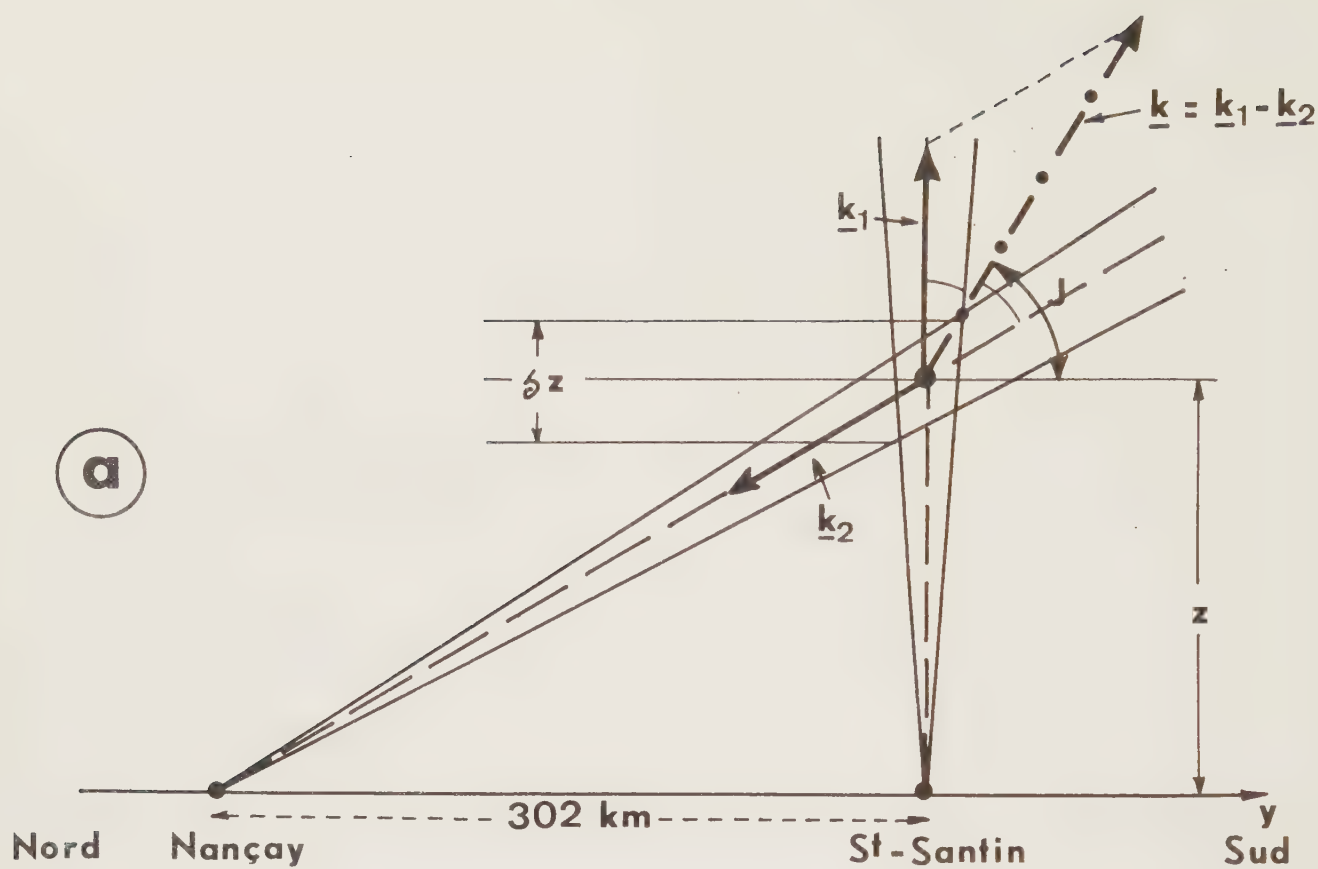


Figure 2

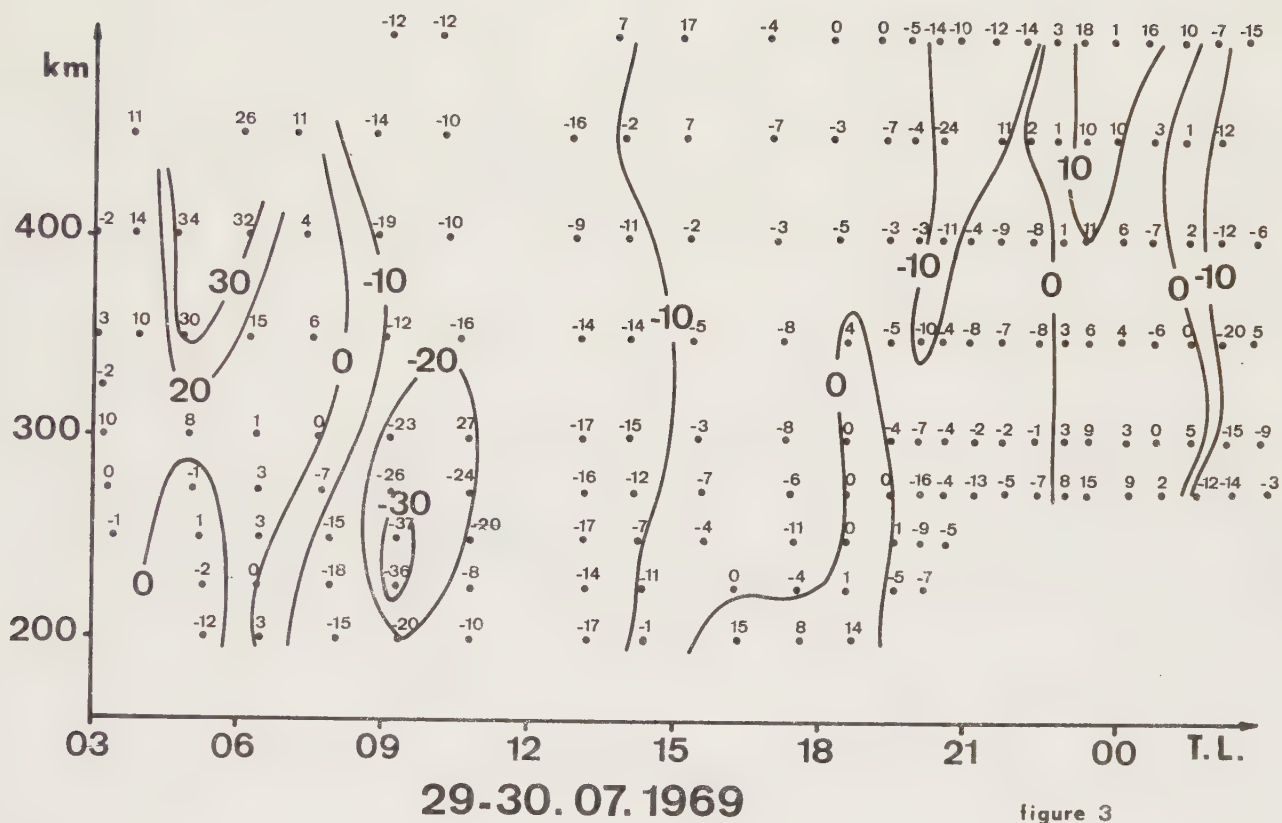


figure 3

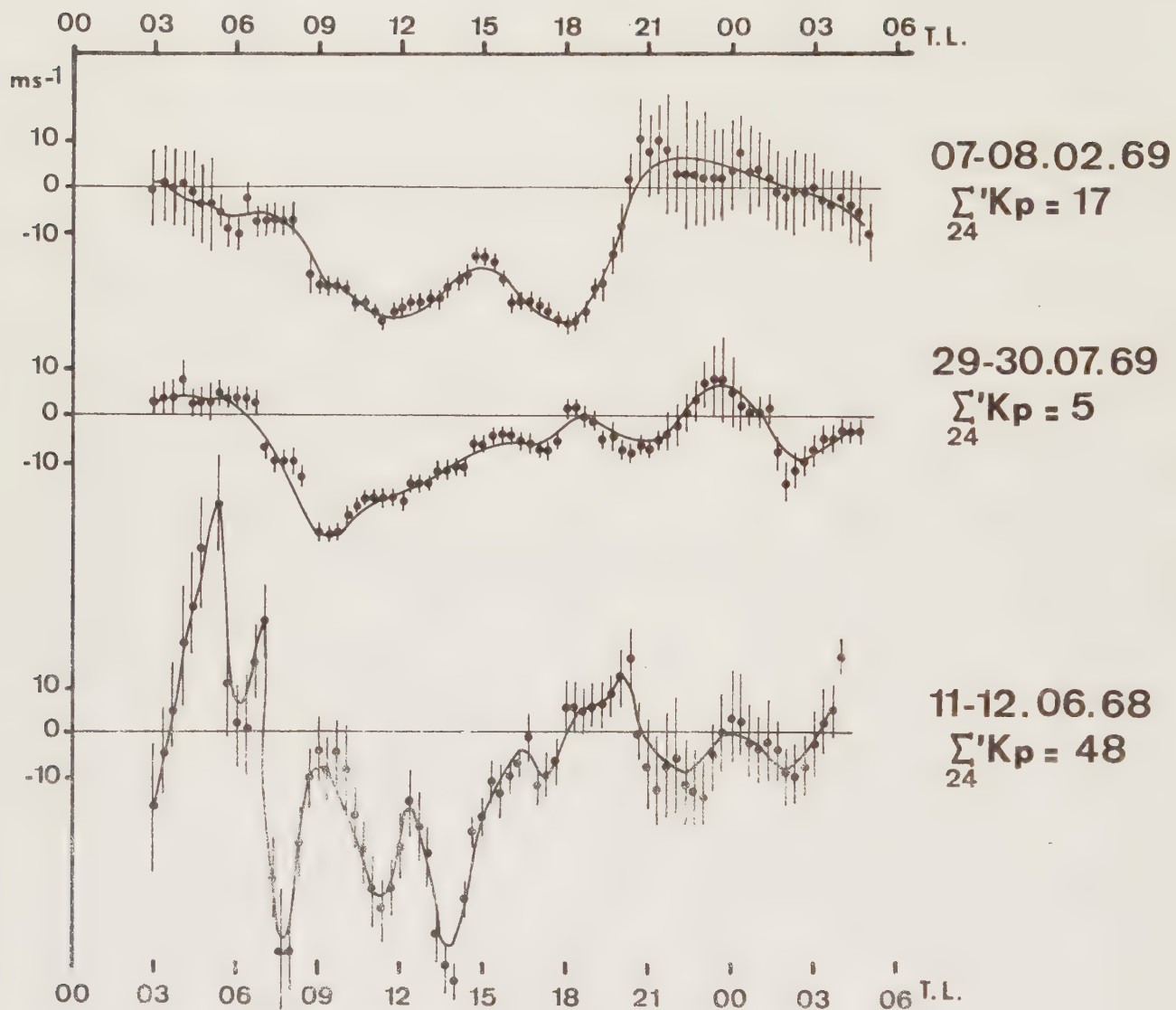


figure 4

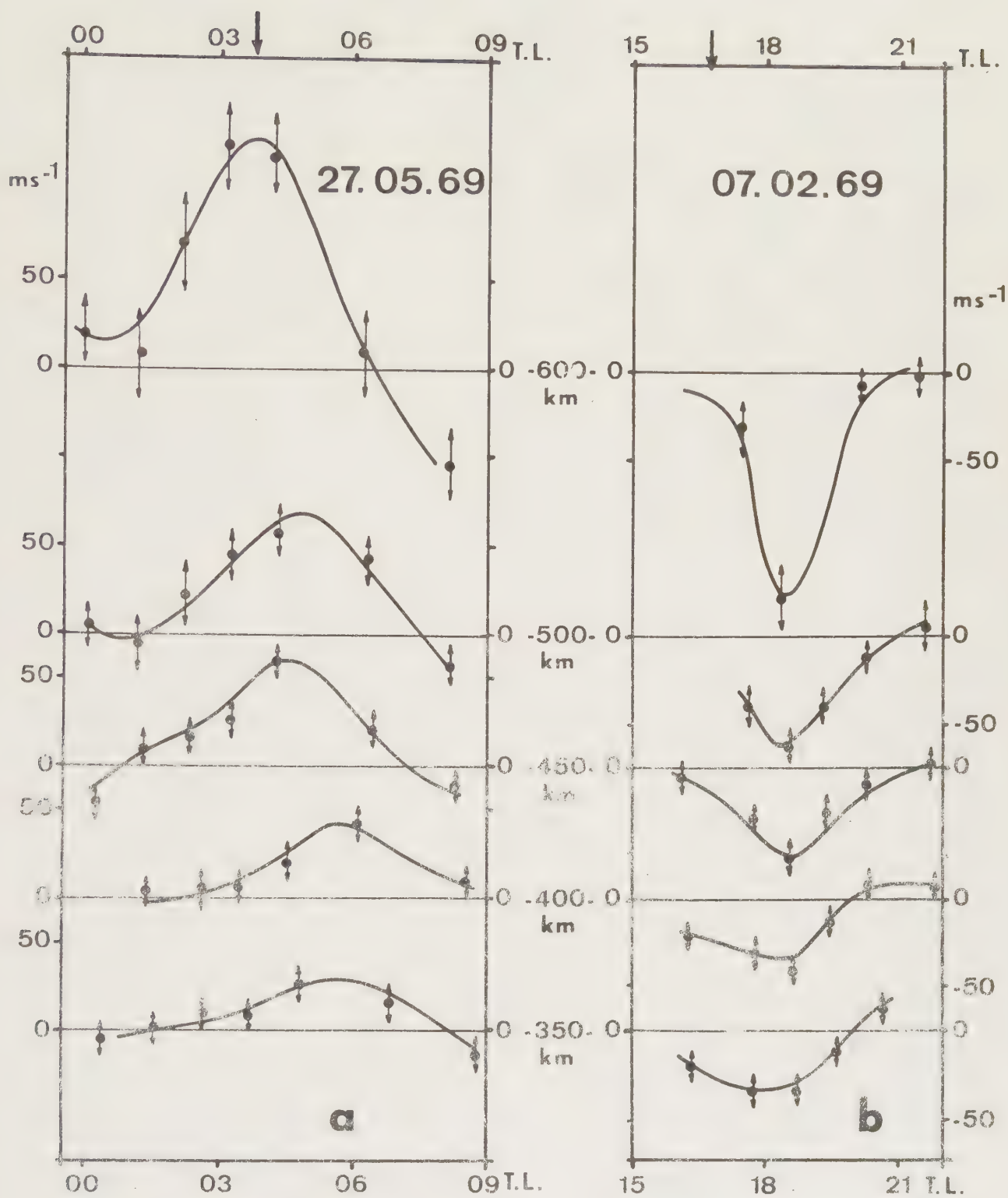


figure 5

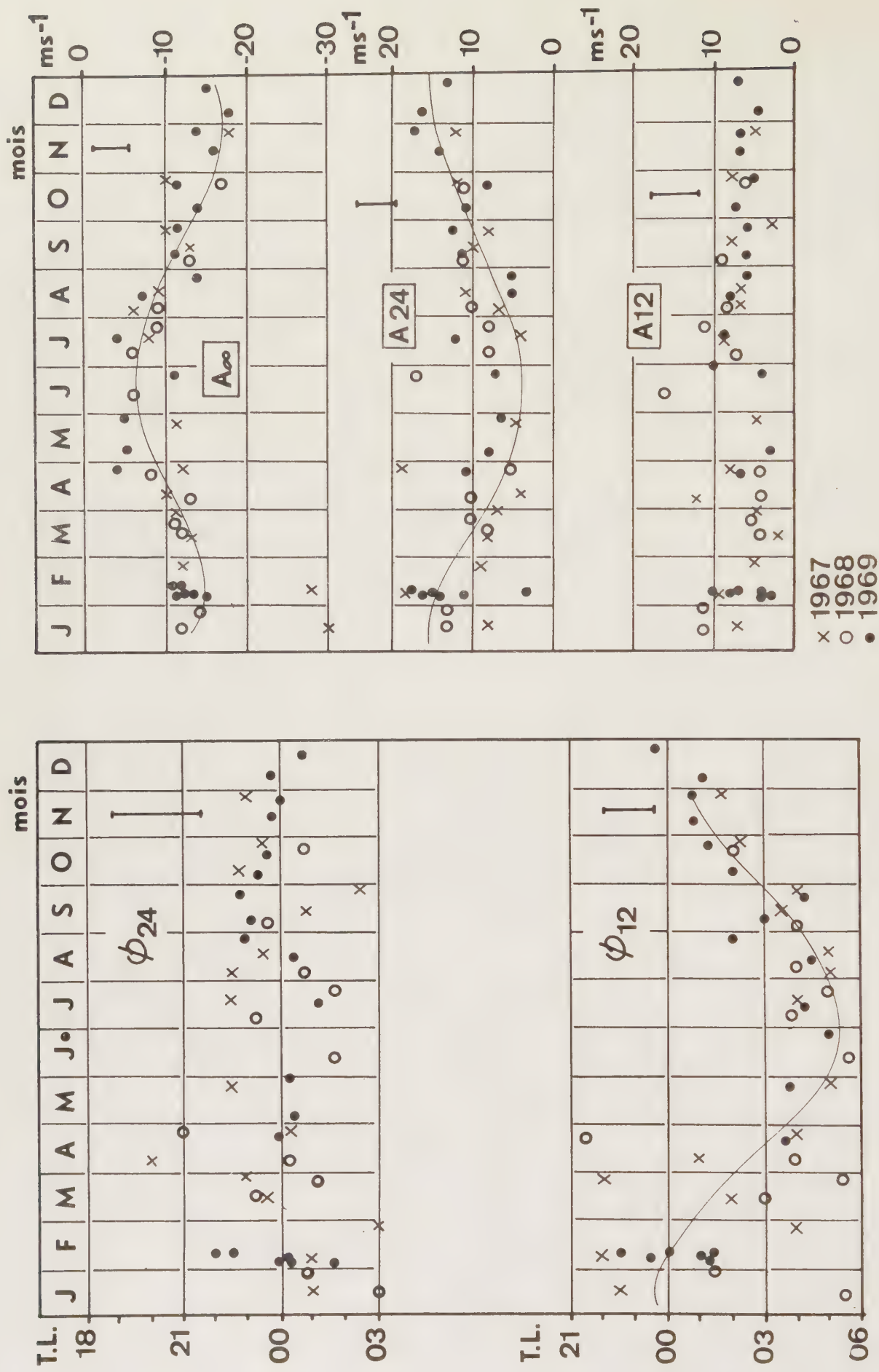


Figure 6

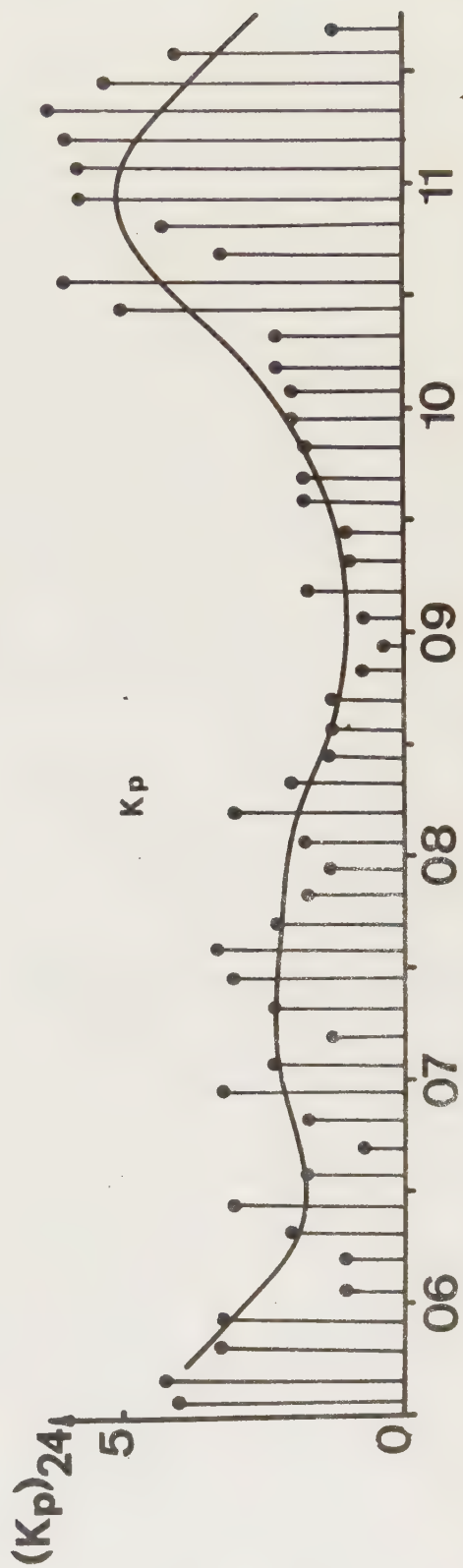


figure 7

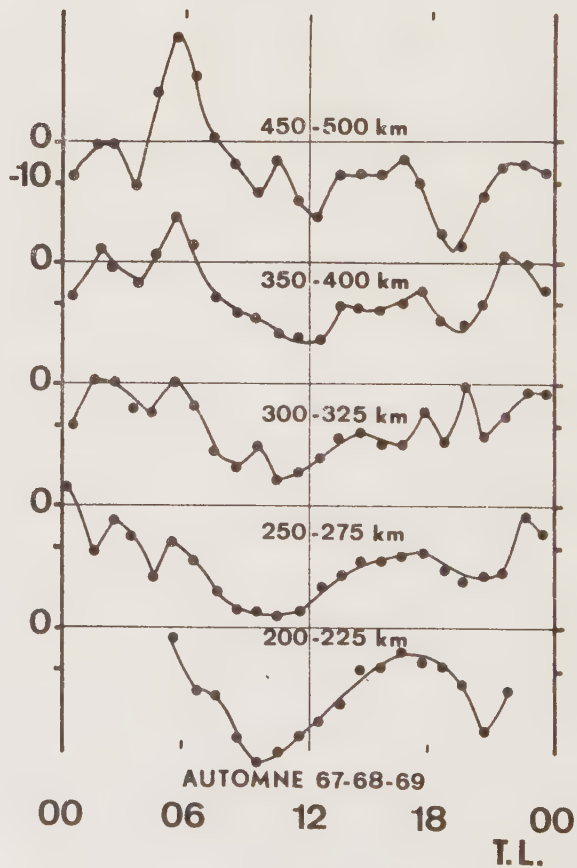
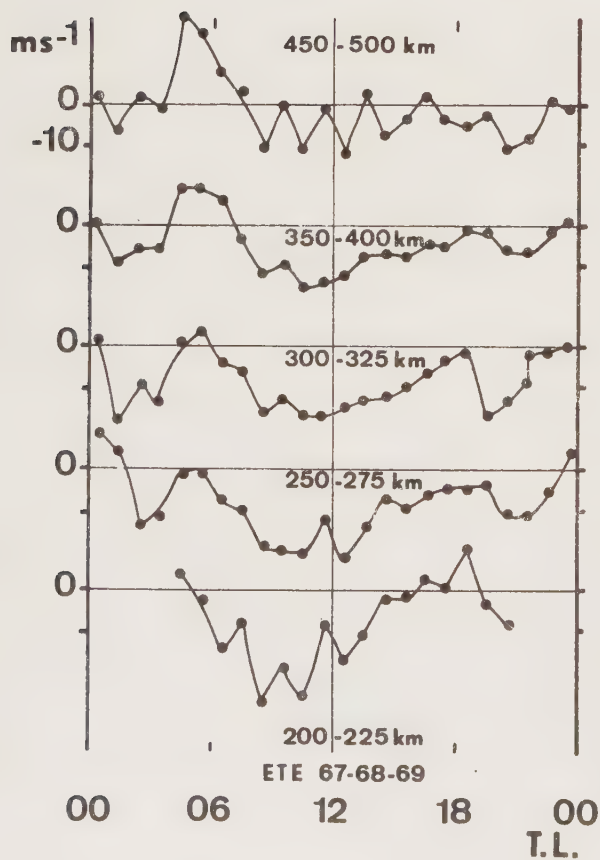
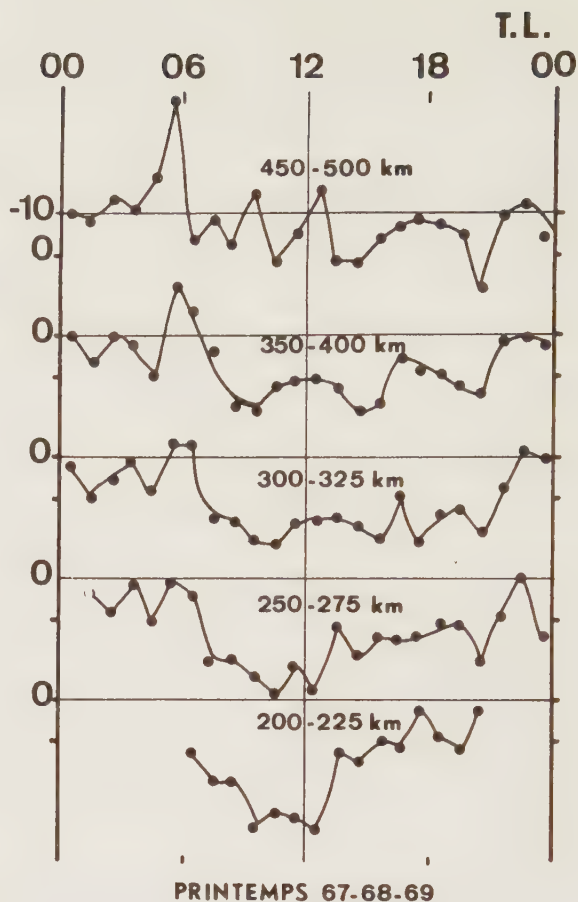
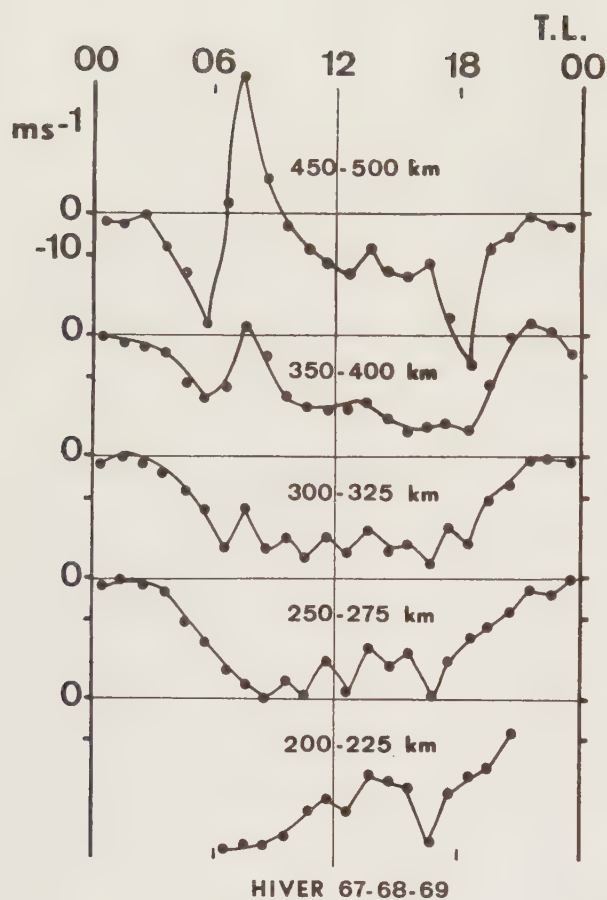


Figure 8

Sens du champ magnétique $\mathbf{B}$ $\nearrow 45^\circ$

CAS A

CAS B

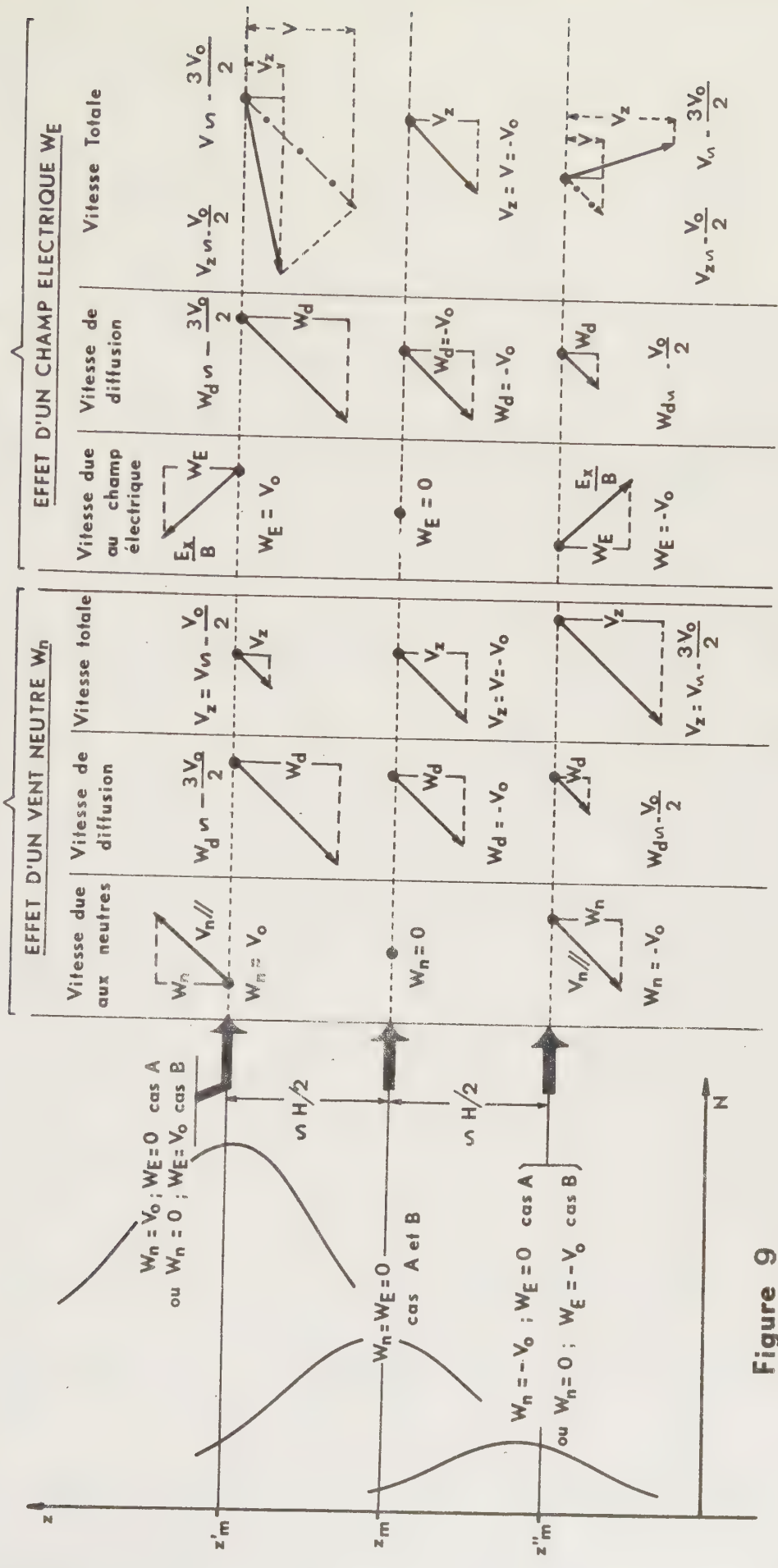


Figure 9

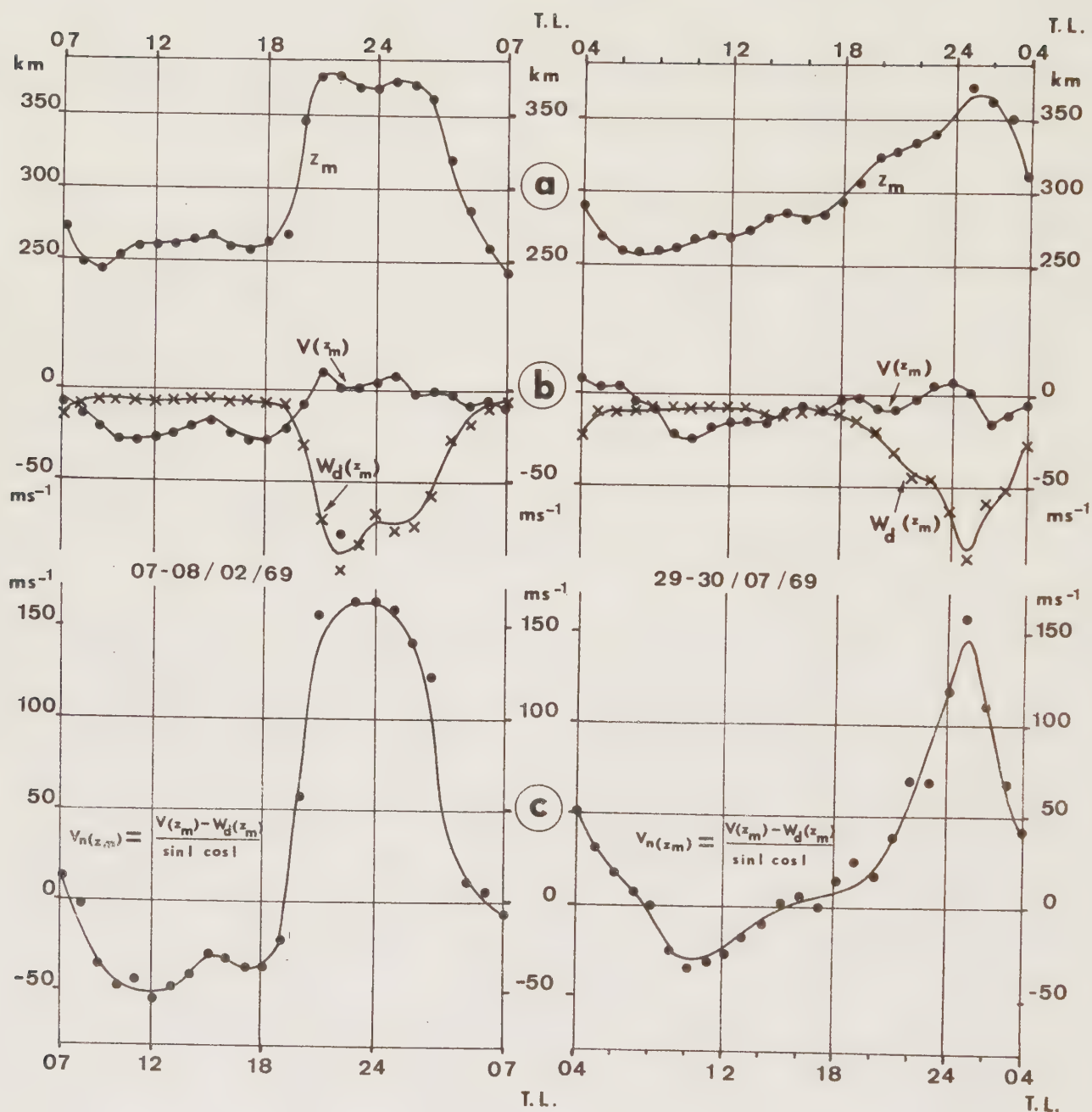
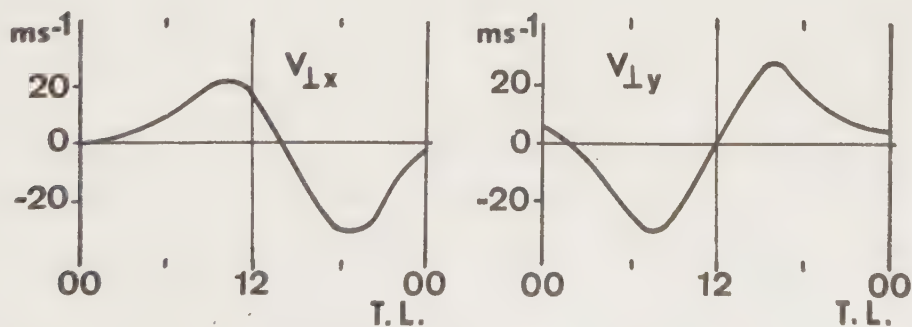
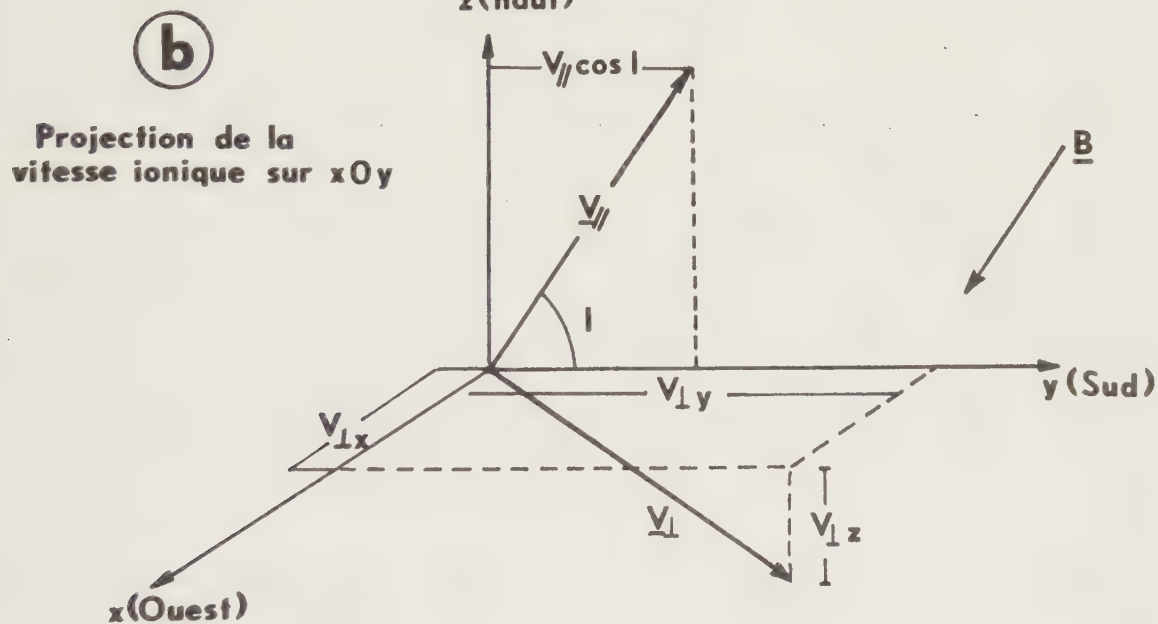
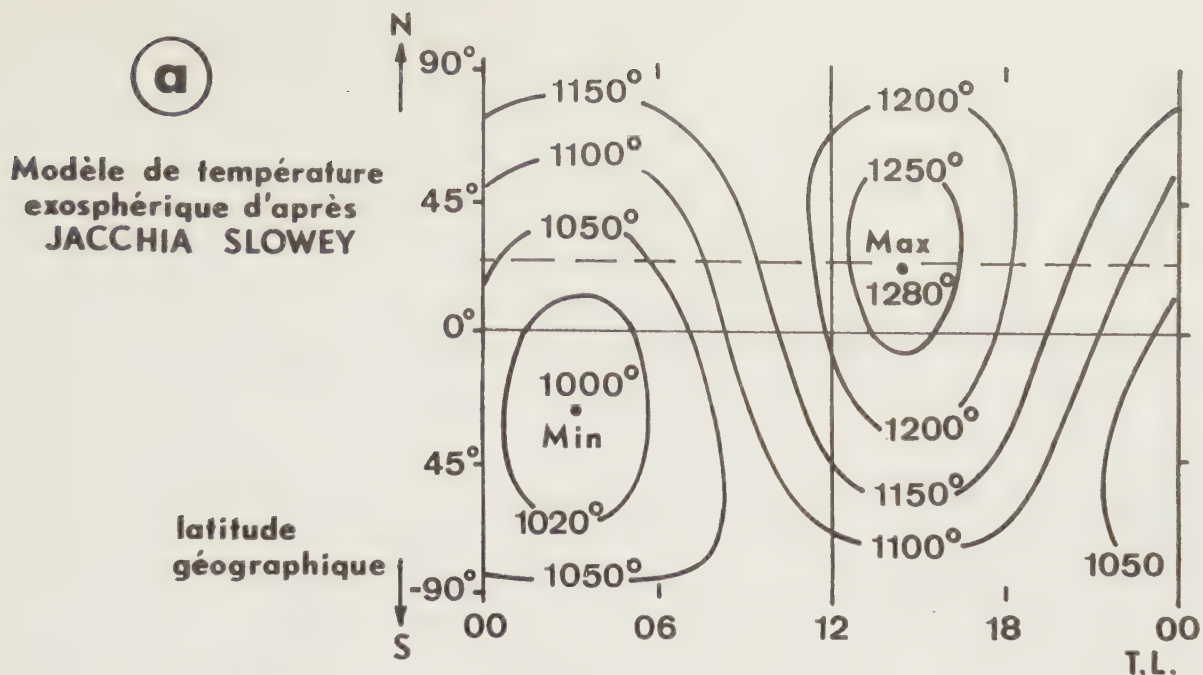


Figure 10 Calcul de la composante méridienne du vent neutre $V_n(z_m)$ à partir de V



(c) Vitesse ionique perpendiculaire à B ; d'après MAEDA (1963)

Fig. 11: éléments du calcul théorique de la vitesse de l'atmosphère neutre

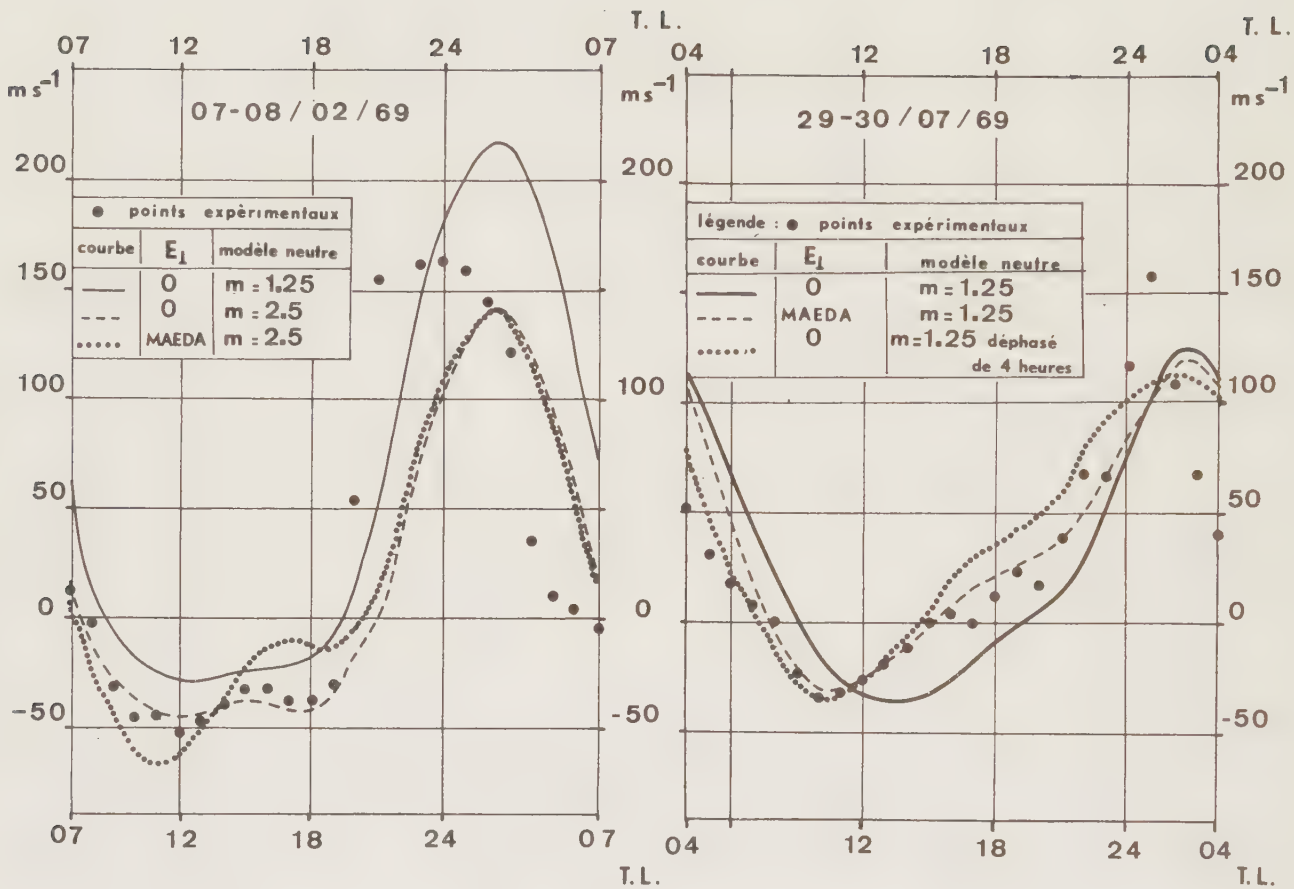


Figure 12

Comparaison entre les vents neutres expérimentaux et théoriques. Composante méridienne à l'altitude z_m

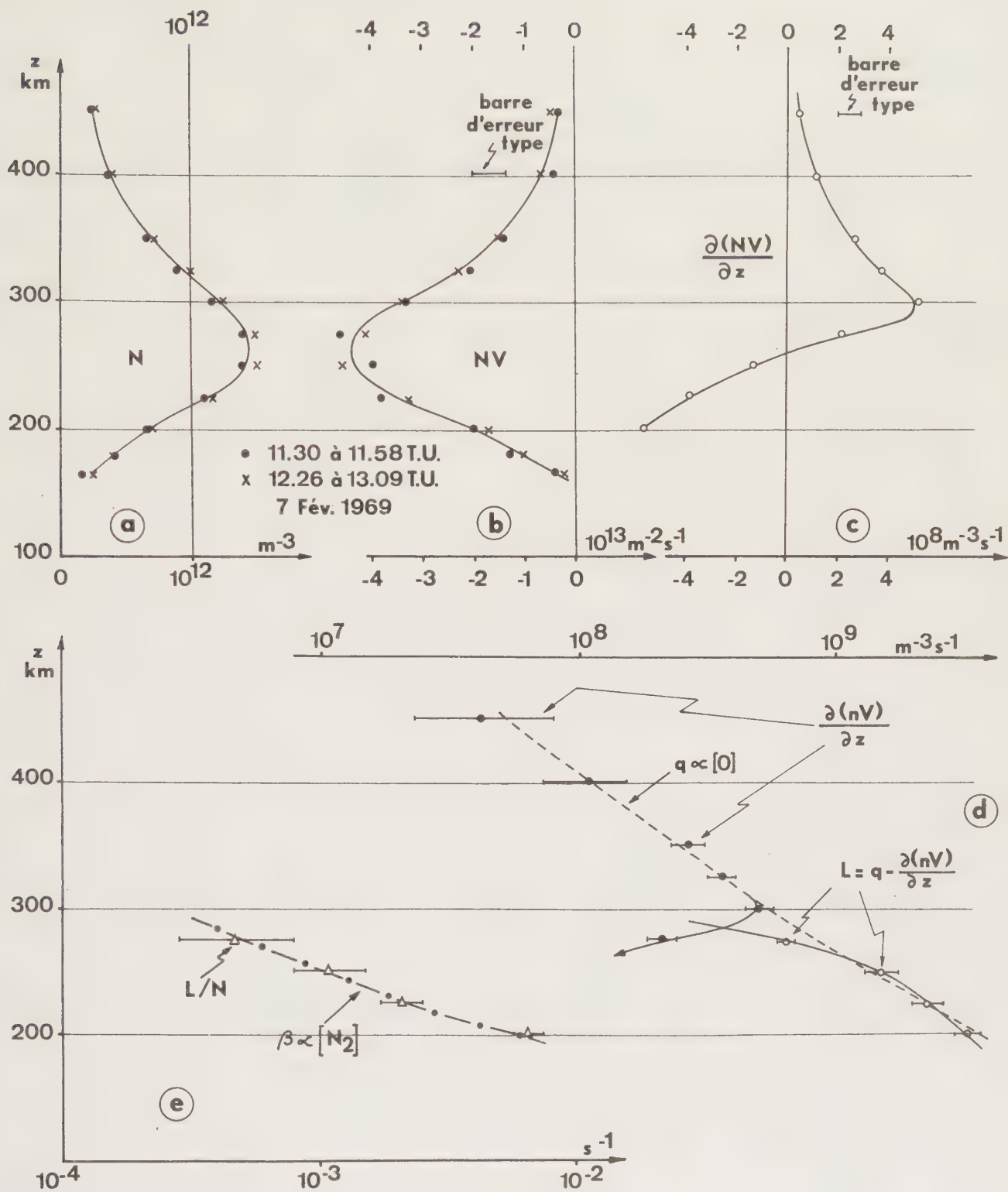


Figure 13

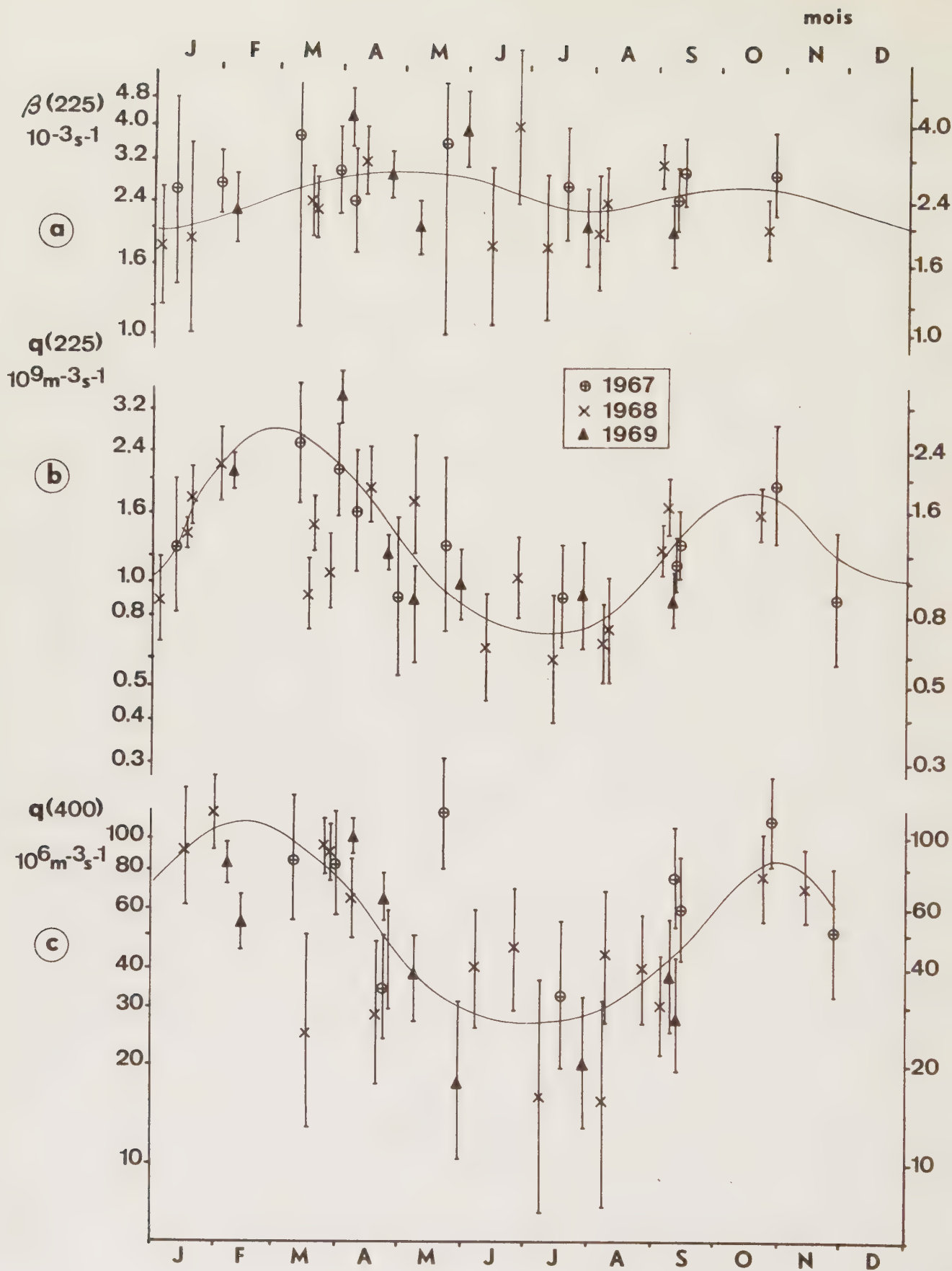


Figure 14

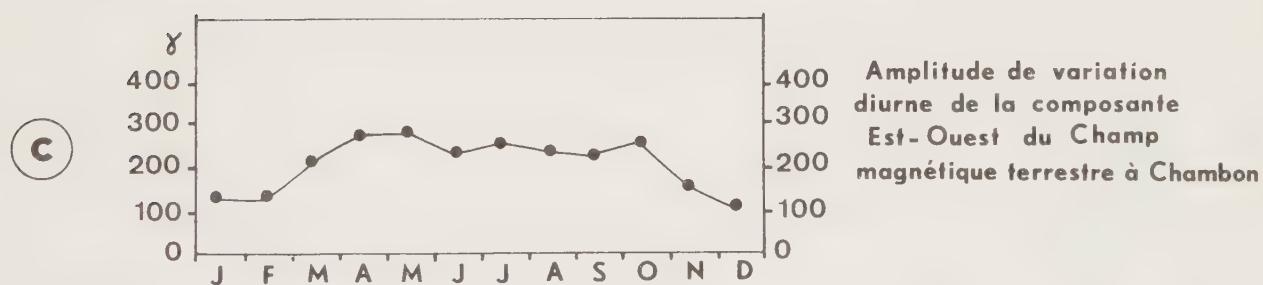
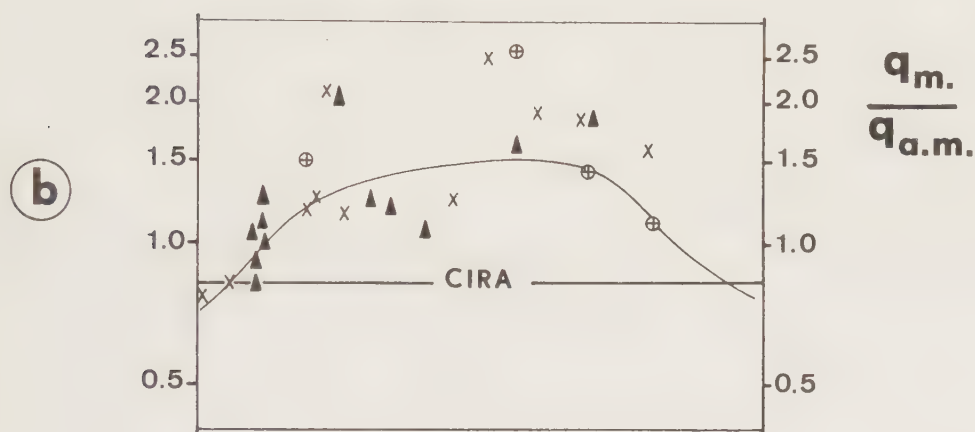
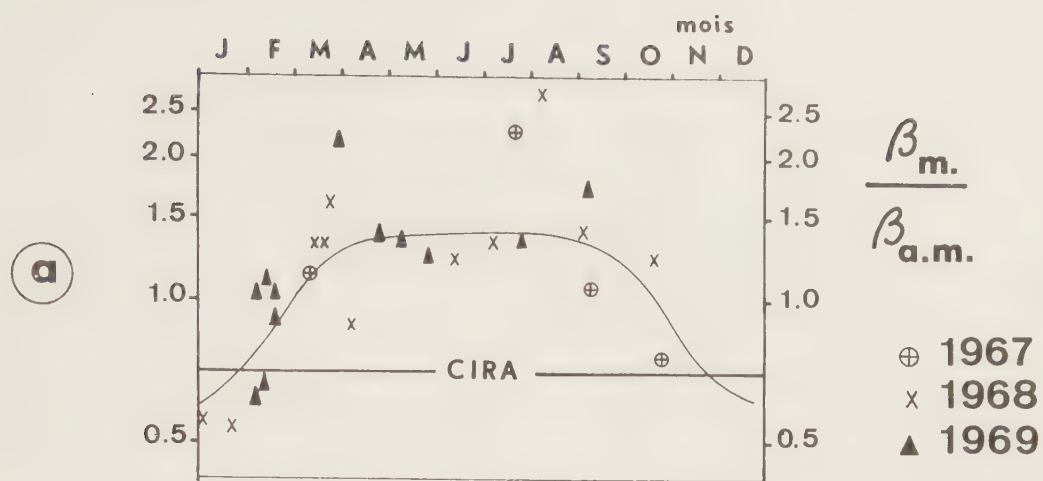


Figure 15

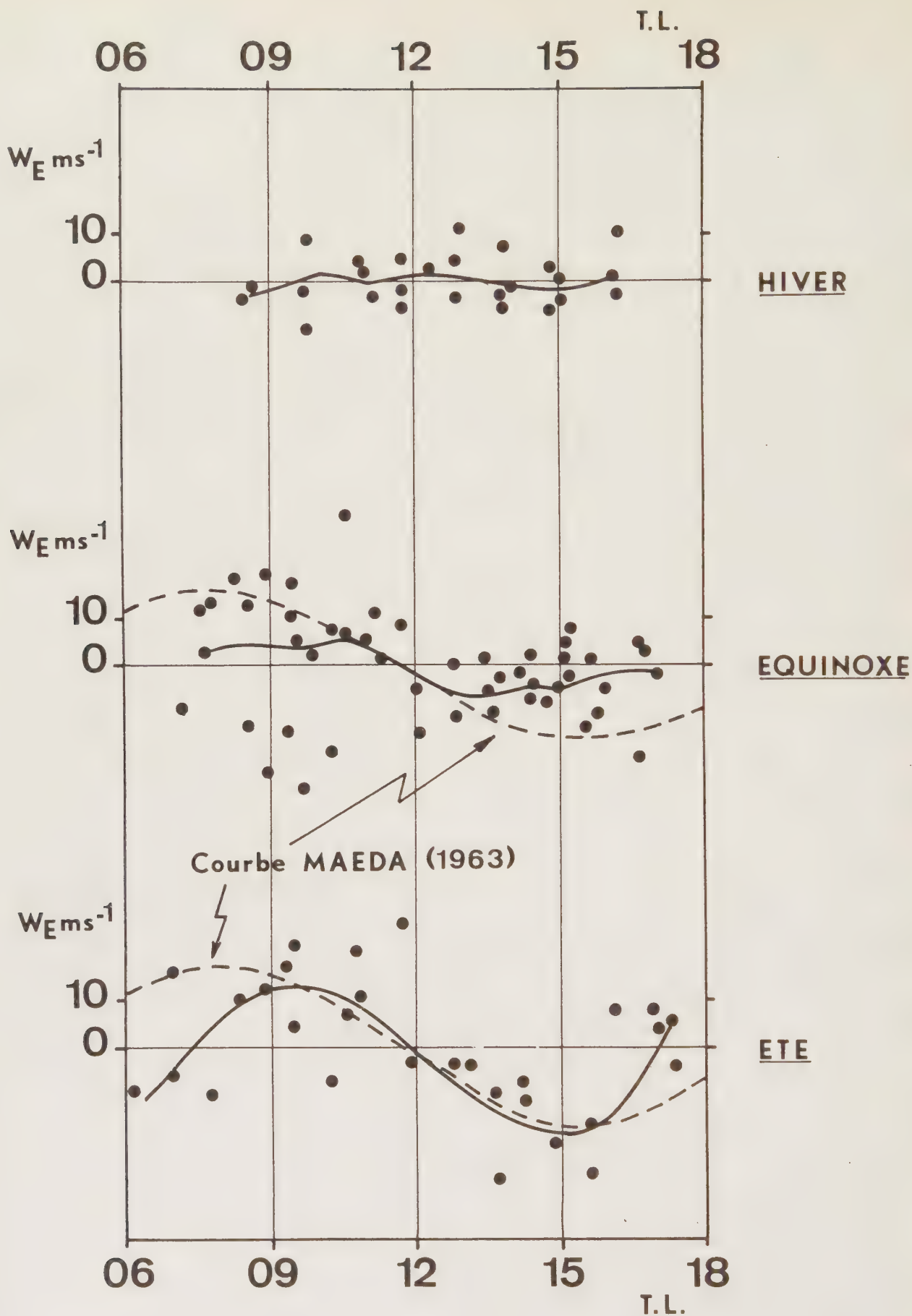


Figure 16

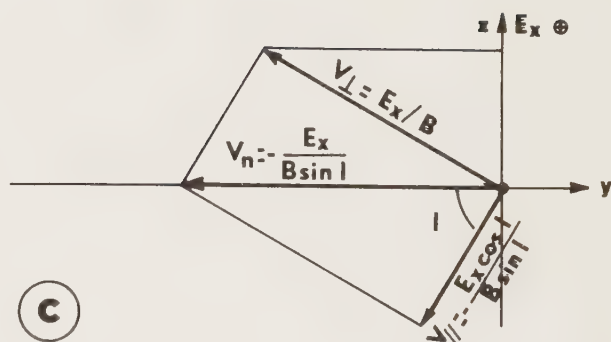
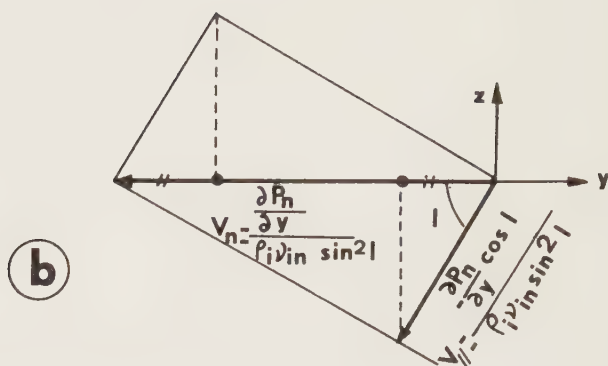
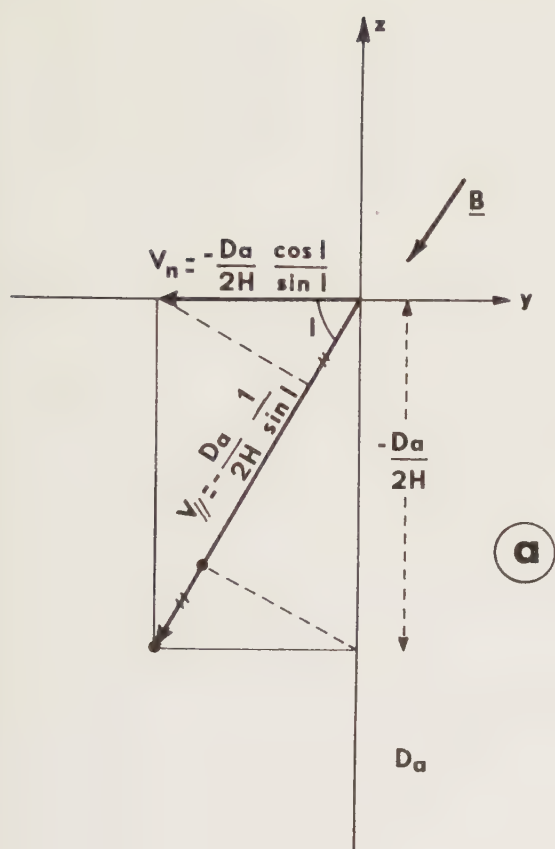


Figure 17

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS

QUAI SAINT BERNARD - PARIS V

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3^e Cycle

TÉLÉPHONE : 336-25-25 - P

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'ÉTAT

THÈSE DE : ES SCIENCES PHYSIQUES

Nom : Vasseur

Prénoms : Guy Marcel

Né (e) le 16 Juin 1942 à Chartres Dép^t Eure et Loir

SUJETS

1^{ère} THÈSE : "La dynamique de l'atmosphère neutre et ionisée au-dessus
de 200 km.

Etude par diffusion incohérente.

2^e THÈSE (Propositions faites par la Faculté) :

Vu et approuvé

Paris, le 22 Décembre 1971

Le Doyen de la Faculté
des Sciences de Paris

Vu et permis d'imprimer

Paris, le

Le Recteur de l'Académie
de Paris



[Signature]

Sc. 3^e c. 65-16

PRÉSENTATION D'UN TRAVAIL

NOM DE L'AUTEUR :	_____
PRÉNOM :	_____
ADRESSE :	_____

Le 14 décembre 1955
Monsieur le Secrétaire
de l'Académie des Sciences
à Paris

SUITE

Je vous prie d'agréer, Monsieur le Secrétaire,
l'assurance de ma haute estime et de mon
attachement à l'Académie des Sciences.

Veuillez agréer,
Monsieur le Secrétaire,
l'assurance de ma haute estime
et de mon attachement à l'Académie des Sciences.



Je vous prie d'agréer,
Monsieur le Secrétaire,
l'assurance de ma haute estime
et de mon attachement à l'Académie des Sciences.

[Handwritten signature]

